



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

Instituto de Astronomía

ESPECTROSCOPIA DE NOVAS ENANAS

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)
PRESENTA:

PRESENTA:
LEOPOLDO PINEDA DEL BOSQUE

TUTOR
DR. JUAN MANUEL ECHEVARRÍA ROMAN
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

M. EN C. RAFAEL COSTERO GRACIA
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

MÉXICO, D. F. MAYO 2014



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Indice

Capítulo I.- Las Variables Catacismicas.

- I.1.- Clasificación General**
- I.2.- El Modelo Clásico.**
- I.3.- Parámetros Orbitales y Geométricos**
 - I.3.1.- Período orbital*
 - I.3.2.- Las Masas y el semieje mayor*
 - I.3.3.- Velocidad Radial*
- I.4.- Lóbulos de Roche**
- I.5.- Discos de Acreción**
- I.6.- Estrellas Primarias Degeneradas**
- I.7.- Estrellas secundarias Tardías**

Capítulo II.- Espectroscopia.

- II.1.- Velocidades Radiales de las líneas de emisión**
- II.2.- Velocidades Radiales de las líneas de absorción**

Capítulo III.- Observaciones.

- III.1.- Configuración instrumental**
 - III.1.1.- Telescopio*
 - III.1.2.- Espectrógrafo*
 - III.1.3.- CCD's*
- III.2.- Objetos observados**
 - III.2.1.- KT Per*
 - III.2.2.- TZ Per*

Capítulo IV.- Resultados.

- IV.1.- KT Per*
- IV.2.- TZ Per*

Capitulo V.- Artículo publicado

- VI.- ESTUDIO DE LAS VELOCIDADES RADIALES DE LAS NOVAS ENANAS
KT Per y TZ Per*

Introducción

En el presente trabajo de tesis se presentan los resultados obtenidos acerca de dos sistemas binarios. Tales resultados se obtuvieron a partir de las observaciones realizadas en el Observatorio Astronómico Nacional, ubicado en la sierra de San Pedro Mártir.

Estos resultados se refieren a los parámetros orbitales de las novae Enanas KT Per y TZ Per, entre los cuales están sus velocidades radiales haciendo uso de las mediciones de las líneas, tanto de emisión como de absorción, obtenidas de sus espectros electromagnéticos. Tales espectros se obtuvieron en baja dispersión en el telescopio de 2.1 mts. Los datos observacionales así como fechas de cada uno de los objetos observados se incluyen en sus correspondientes log de observaciones.

Todos estos datos y resultados se reportan en un artículo que se publico posteriormente y mismo que se incluye al final de esta tesis en su formato original.

Capítulo I

Las Variables Cataclísmicas

I.1.- Clasificación General	2
I.2.- El Modelo Clásico	
I.3.- Parámetros Orbitales y Geométricos	4
<i>I.3.1.- Período orbital</i>	18
<i>I.3.2.- Velocidad Radial</i>	20
<i>I.3.3.- Las Masas y el semieje mayor</i>	23
I.4.- Lóbulos de Roche	12
I.5.- Discos de Acreción	21
I.6.- Estrellas Primarias Degeneradas	28
I.7.- Estrellas secundarias Tardías	46

I.1.- Clasificación General

Las Variables Cataclísmicas son un tipo de estrellas binarias en las que ocurren procesos físicos que se reflejan en un cambio de luminosidad del sistema en el tiempo.

Se les llama Variables Cataclísmicas porque sabemos ahora que en ellas suceden fenómenos de explosión, de colapso o de expansión; de allí la palabra *cataclismo*. También es común referirse a ellas como Binarias Cataclísmicas ya que ahora sabemos que se trata de un caso especial de estrellas dobles semi-separadas, o incluso, y pertenecen en general al grupo más completo de Estrellas Binarias Interactivas. Veremos más adelante en detalle este descubrimiento fundamental de que todas las Variables Cataclísmicas son estrellas dobles y que hay intercambio de masa y de energía entre ellas.

Aún cuando el estudio de las Variables Cataclísmicas es relativamente reciente, este campo ha avanzado vertiginosamente debido a los notables descubrimientos que se han hecho en el siglo XX; desde los años cincuentas hasta la fecha; cada estudio ha sido el resultado de un análisis científico detallado, aunado a continuos avances tecnológicos. En las dos décadas pasadas en particular la tecnología ha ofrecido herramientas muy importantes. El interés en el estudio de las Variables Cataclísmicas estriba en la gran variedad de fenómenos exóticos que abarcan el espectro electromagnético, desde las ondas de radio hasta los rayos gamma en los TeV; y en escalas de tiempo que van de las fracciones de segundo hasta los millones de años.

La clasificación de las Variables Cataclísmicas para diferenciar los diferentes tipos de objetos en grupos, tiene su origen en un esquema fenomenológico; en particular, está basado en la morfología de su curva de luz y en sus características básicas espectrales. En general a los cambios grandes en luminosidad o magnitud de estas estrellas se les llama *erupciones*, término que usaremos en esta tesis indistintamente del cambio súbito y amplio de magnitud o brillo.

La clasificación original divide a las variables cataclísmicas en cuatro grupos: las **Novas Clásicas** (NC), las **Novas Recurrentes** (NR), las **Novas Enanas** (NE) y las **Variables tipo Nova** (TN).

Las **Novas Clásicas** son, por definición, estrellas a las cuales solo se les ha visto una sola erupción. Su nombre proviene de tiempos remotos, cuando a simple vista se veía aparecer una estrella de la nada. Se pensó que eran estrellas nuevas que aparecían en la bóveda celeste y que luego desaparecían sin mayor explicación. El intervalo de brillantez que va desde la etapa de pre-nova hasta su máximo es de 6 a 9 magnitudes. Existe una correlación entre este intervalo con la rapidez o lentitud con la que decaen después de su máximo. A las novas que tienen una gran amplitud en el intervalo de sus erupciones y son de corta duración, se les conoce como novas rápidas. Aquellas novas de menor amplitud tienen un decaimiento lento y se les conocen como novas lentas. Existe un caso intermedio que se conoce como Novas semi-lentas.

Las **Novas Recurrentes** son aquellas estrellas novas a las cuales se les ha detectado más de una erupción. Las Novas Recurrentes se diferencian únicamente de las novas

clásicas en que sus explosiones se producen con cierta periodicidad. Los intervalos entre explosiones pueden estar comprendidos entre 10-80 años. Prototipo: T Corona Borealis (Nova Corona Borealis 1866/1966).

Las **Novas Enanas** tienen erupciones típicamente de 2 a 5 magnitudes, y en algunos casos raros hasta de 8 magnitudes. El intervalo entre dos erupciones consecutivas es del orden de 10 días hasta 33 años. Cada objeto tiene una escala de tiempo bien definida. La duración de una erupción normal va de los 2 hasta los 20 días y la magnitud de la erupción esta correlacionada con el intervalo entre erupciones. Al estado de luminosidad entre erupciones se le llama *estado de quietud* o *mínimo*, mientras que al punto mas brillante de la erupción se le llama *máximo*.

En la clasificación clásica existen tres subtipos diferentes de Novas Enanas basados en la morfología de la curva de luz de sus erupciones.

- Estrellas *U Geminorum* o *U Gem*, son estrellas que presentan erupciones de 2 a 6 magnitudes.
- Estrellas *Z Camelopardalis* o *Z Cam*, muestran algunas erupciones anómalas en las cuales, después de alcanzar el máximo su brillo se establece alrededor de 1 ó 2 magnitudes por debajo de dicho máximo por períodos prolongados, cuya duración es impredecible y puede durar desde unos cuantos días hasta años inclusive, después de los cual vuelve a su estado de quietud. Este fenómeno de *erupción pasmada* se repite a veces de manera sucesiva o no y a veces tiene varios ciclos normales, también sucesivos, sin poderse predecir cuando se presentará dicha erupción pasmada.
- Estrellas *SU Uma*, tienen ocasionalmente erupciones en las cuales la estrella aumenta su magnitud hasta un máximo de 9 y permanece en erupción alrededor de unas 5 veces la duración de una erupción normal. En este tipo de erupciones, la estrella presenta súper jorobas que son oscilaciones en luminosidad con un período similar pero no idéntico al orbital. Posteriormente la estrella disminuye su brillo de manera paulatina, así como la amplitud de sus oscilaciones o súper jorobas hasta que el sistema regresa a su estado de reposo.

Las **Variables Tipo Nova**, incluyen, en general, a las Variables Cataclísmicas no eruptivas. Estas incluyen estrellas de tipo UX UMa, VY Scl, DQ Her, AM Her y quizás estrellas pre-nova, y estrellas post-nova cuya erupción o fue observada, así como posibles estrellas tipo Z Cam que se encuentren en una larguísima estadía de *erupción pasmada*.

La mayoría de las Variables Tipo Nova tienen un espectro de líneas de emisión parecido al de la Novas Enanas, aunque otras como las de tipo UMa y VY Scl, muestran en ves líneas de absorción anchas pero poco profundas. Estas son denominadas generalmente las denominadas estrellas UX Uma; esta terminología se usaba ocasionalmente para todas las Variables de Tipo Nova, pero hoy en día la clasificación se ha complicado muchísimo. Por ejemplo la VY Scl tienen un comportamiento opuesto al de las Novas Enanas, es decir permanecen en su estado de máximo brillo la mayor parte del tiempo y ocasionalmente bajan a un estado de reposo. Las estrellas cuya

primaria tiene un campo magnético detectado entre 10 y 100 MGauss son las llamadas estrellas Polares o de tipo AM Her, mientras que la de tipo DQ Her ahora generalmente agrupadas como Polares Intermedias, tienen un campo magnético en la enana blanca de entre 1 a 10 MGauss. Otras estrellas incluidas en esta clasificación son las WZ Sge. Estas últimas son variables cataclísmicas que son similares a las SU UMa pero su intervalo eruptivo es del orden de una Nova, sin presentar evidencia de etapa nebulosa y con un período recurrente de años.

I.2.- El Modelo Clásico

La evidencia fotométrica y espectroscópica de las variables cataclísmicas descritas en sus subgrupos fenomenológicos en el inciso anterior tuvieron que esperar hasta que la evidencia fotométrica y espectroscópica agrupara a estas, aparentemente, estrellas que compartían algunas características similares en un solo grupo de estrellas que hoy conocemos como variables cataclísmicas o binarias cataclísmicas, a través del artículo clásico de Warner & Nather (1971) que explicaba sin lugar a dudas las características físicas que eran comunes a todos los subgrupos.

En el modelo clásico de las variables cataclísmicas hay cinco ingredientes básicos: (1) se trata de un sistema binario espectroscópico que contiene una estrella compacta de tipo enana blanca (que por definición es la primaria) y una estrella de tipo tardío (usualmente una enana roja y por definición la secundaria); (2) La estrella secundaria llena su lóbulo de Roche (Kopal 1955) y esto da lugar, por consecuencia a que (3) un flujo de materia a través del punto interior de Lagrange L_1 . La materia orbita a la estrella primaria debido a su gran momento angular (el período orbital es de solo unas pocas horas), y por lo tanto; (4) la materia forma un anillo (si no hay viscosidad), un disco (si hay viscosidad) o, si la primaria es una estrella magnética, el material fluye hacia la enana blanca por uno o ambos polos magnéticos; (5) las regiones de choque se producen cuando el flujo de materia llega a un anillo o disco ya establecidos (punto caliente), cuando esta cae dentro del polo magnético (columna de acreción), o cuando la materia en el disco de acreción llega a tocar la superficie de la primaria (anillo de frontera).

En el modelo clásico las líneas de emisión son producidas en el disco (componente ancha) y en el punto caliente (componente delgada) (Smak 1971). En el caso magnético (sistemas Polares o Polares Intermedios) las líneas son producidas en la columna de acreción (Stockman et al. 1977).

La mejor evidencia de que la primaria es una enana blanca viene de los tres argumentos siguientes: (a) las alas de las líneas de emisión se extienden a velocidades alrededor de los 4000 Km. s^{-1} . Esta es la velocidad Kepleriana cerca de la superficie de una estrella compacta (Warner 1976); (b) las oscilaciones coherentes pueden ser explicadas por pulsaciones no radiales de una enana blanca (Warner & Robinson 1972); y (c) los sistemas Z Cha muestran el eclipse de un objeto compacto (Bailey 1979).

La presencia de una estrella secundaria, que es de tipo tardío G, K o M se infiere de las líneas de absorción en el espectro observado en los sistemas, pero también se infiere su presencia debido al movimiento Doppler de las líneas de emisión del disco que muestran un comportamiento típico sinusoidal periódico, lo que implica la presencia de una binaria. Debido al punto (3) mencionado en el modelo clásico existe una relación

masa – periodo orbital que demostraré más adelante. Esta relación nos conduce a la conclusión de que las estrellas secundarias tienen una masa típica de estas estrellas de tipo espectral tardío.

Las características que son observadas en estas binarias espectroscópicas están muy ligadas a sus parámetros geométricos y orbitales de los cuales hablaremos a continuación.

I.3.- Parámetros Orbitales y Geométricos

Cuando observamos una estrella, lo más importante que observamos de ella es su radiación, y de ahí se infiere casi todo lo que se sabe de estos objetos, es decir, sus características físicas tales como su distancia, densidad, masa, composición química, etc. Los sistemas estelares dobles no son la excepción, en estos sistemas se pueden determinar varios parámetros a partir del análisis de su luz.

Estos parámetros son: las masas de cada una de las componentes M_1 y M_2 , la inclinación de la órbita del sistema i , la excentricidad de su órbita e , el semieje mayor de la órbita a , su período orbital P_{orb} , y la amplitud de las velocidades radiales de cada componente.

I.3.1.- Período Orbital

En un sistema de dos cuerpos que giran en órbita uno en torno del otro, Kepler encontró que el cuadrado del período de dicha órbita es proporcional al cubo de la distancia que separa a ambos cuerpos, es decir, $P_{orb}^2 \propto a^3$. Esta es la conocida Tercera Ley de Kepler, que en su forma general esta dada por:

$$P_{orb}^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G[M_1 + M_2]} \quad (I.1)$$

En esta expresión M_1 y M_2 son las masas de las estrellas primaria y secundaria respectivamente; a la separación entre las componentes y P_{orb} es el período orbital. Cabe aclarar que ambas estrellas giran alrededor de un centro de masa de modo que $a = a_1 + a_2$, como se muestra en la figura (I.1). No es difícil deducir que las masas y los semiejes mayores cumplen con la condición:

$$a_1 M_1 = a_2 M_2 \quad (I.2)$$

Puede verse que en el caso particular de que si ambas masas sean iguales también lo serán a_1 y a_2 , por lo que la órbita será circular, es decir, la excentricidad será cero.

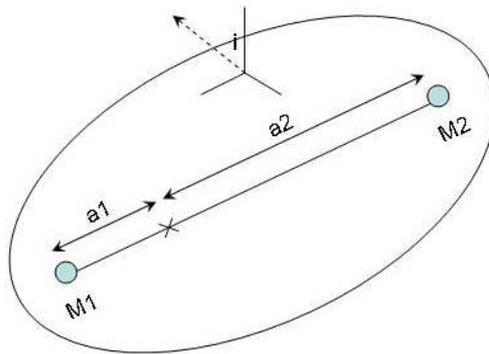


Fig. (I.1).- Dos estrellas de masa M_1 y M_2 en órbita en un plano en torno al centro de masa. La flecha punteada apunta hacia la tierra, definiendo la inclinación del plano orbital como el ángulo i .

I.3.2. Velocidad Radial

En los sistemas estelares espectroscópicos, se estudia el espectro emitido por ambas componentes, cuyos espectros se encuentran superpuestos y que se moverán con cierta periodicidad, uno hacia el rojo y el otro hacia el azul, de manera tal que mientras uno lo hace hacia el rojo, el otro lo hará hacia el azul. Estos corrimientos en longitud de onda de los espectros es debido al efecto Doppler de la luz y es el resultado del movimiento que tienen ambas componentes alrededor de un centro de masa común y esto lo podemos visualizar de una manera simple, es decir, imaginando que cuando una de las componentes se aleja de nosotros la otra se acerca.

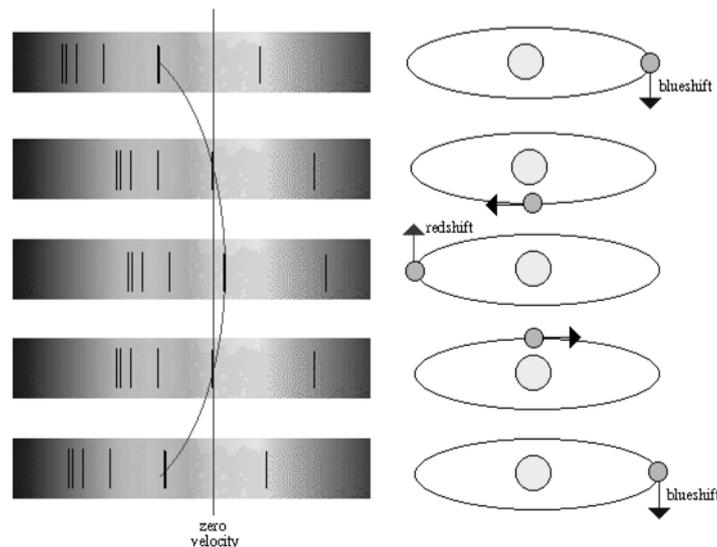


Fig (I.4).- Esquema del corrimiento de las líneas espectrales en un sistema binario

Este corrimiento en longitud de onda de las líneas espectrales en una binaria espectroscópica, nos da información acerca de la velocidad de cada una de las estrellas

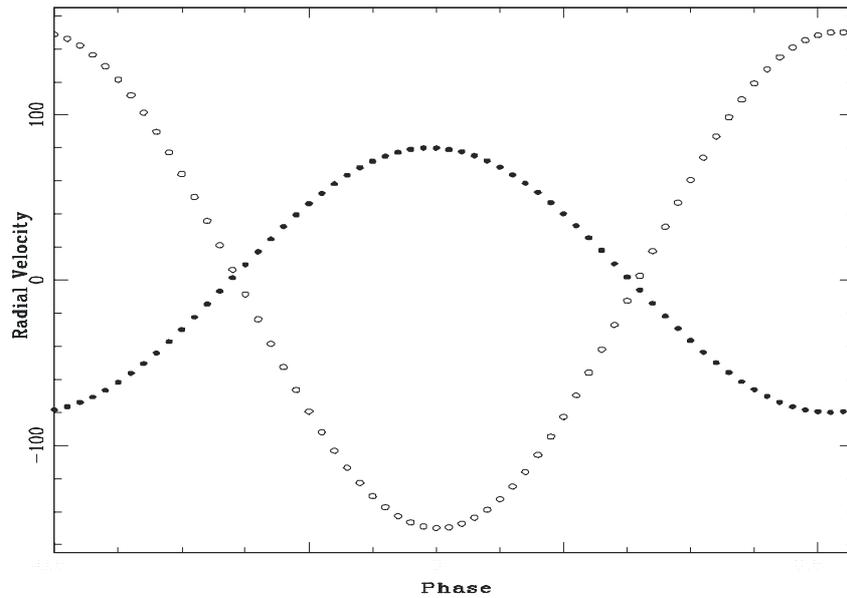
que giran una alrededor de la otra. En caso de que el plano orbital sea exactamente perpendicular al plano del cielo ($i = 90^\circ$), habrá un momento en el que la estrella se mueva a lo largo de la línea de la visual y lo que observaremos será la **velocidad espacial real** de las componentes, pero en las demás posiciones solo observaremos la componente de esta velocidad, en el caso de que el ángulo formado por el plano orbital y el plano del cielo no sea perpendicular solo mediremos la velocidad radial. En el caso particular de que el plano orbital coincida exactamente con el plano del observador ($i = 0^\circ$), ambas componentes no presentaran componente de velocidad radial, es decir que no se presenta el efecto Doppler, mientras que si el movimiento orbital de las estrellas es paralelo al plano del observador la velocidad radial será máxima.

Podemos relacionar este corrimiento Doppler de la longitud de onda de las líneas de emisión o de absorción con la velocidad de la estrella mediante la expresión deducida por Doppler:

$$\frac{d\lambda}{\lambda_0} = \frac{v_r}{c}, \quad (\text{I.3})$$

en donde $d\lambda$ es el desplazamiento que presenta una línea espectral, λ_0 es su longitud de onda central en reposo, es decir, la longitud de onda medida en el laboratorio, v_r es la velocidad radial y c es la velocidad de la luz. Tanto $d\lambda/\lambda_0$ como v_r/c deben estar en las mismas unidades.

Consideremos que tenemos un sistema binario cuyas componentes tengan las masas M_1 y M_2 , siendo la estrella primaria M_1 y por tanto, M_2 la secundaria, ambas estrellas se encontrarán girando una alrededor de la otra en torno a un centro de masa común, tal y como lo mencionamos anteriormente, este movimiento será tal que mientras una de las estrellas se aleja de nosotros, la otra se acercará, consideremos además que el ángulo formado entre plano orbital y el plano del cielo esta cercano a los 90° , de esta manera se podrá observar mas claramente la velocidad radial de las componentes y, por tanto como se dijo antes, debido al efecto Doppler de la luz podremos observar el espectro de la componente que se acerca a nosotros corrido hacia el azul, mientras que el espectro de la estrella que se esta alejando estará corrido hacia el rojo. Podemos decir, por lo tanto, que la velocidad radial esta íntimamente relacionada con este corrimiento Doppler de los espectros de acuerdo a la ecuación (I.4). Una curva de velocidad radial es mostrada en la fig. (I.5), en esta grafica se muestran dos curvas de velocidad radial, una de ellas representa la curva de la estrella primaria (círculos cerrados) mientras que la otra curva es la de la secundaria (círculos abiertos) en donde podemos notar que la estrella con mayor masa se mueva menos que la que tiene menos masa,. En un sistema binario, lo que se observa es el espectro de ambas estrellas y por lo tanto, veremos a ambos espectros traslapados, uno sobre el otro y un espectro movido con respecto al otro.



Fif(I.5).- Curvas de velocidad radial de un sistema binario. Como podemos ver, los círculos cerrados representan a la estrella primaria, que es la que se mueve menos, mientras que los abiertos representan a la secundaria.

la figura (I.6) muestra un ejemplo de cómo es que se da este tipo de espectros mientras que en la figura (I.7) se muestra el espectro de un sistema estelar binario, en este espectro puede notarse que se presentan líneas dobles y esto es debido a que están presentes los espectros de dos estrellas de forma simultánea y como se explicó anteriormente, mientras uno de ellos se corre hacia el rojo el otro lo hará hacia la región del azul del mismo espectro. Las líneas de emisión están íntimamente ligadas a las mediciones de velocidad radial en un sistema binario y estas se dan cuando la radiación que vemos es la proveniente de un material que está ionizado.

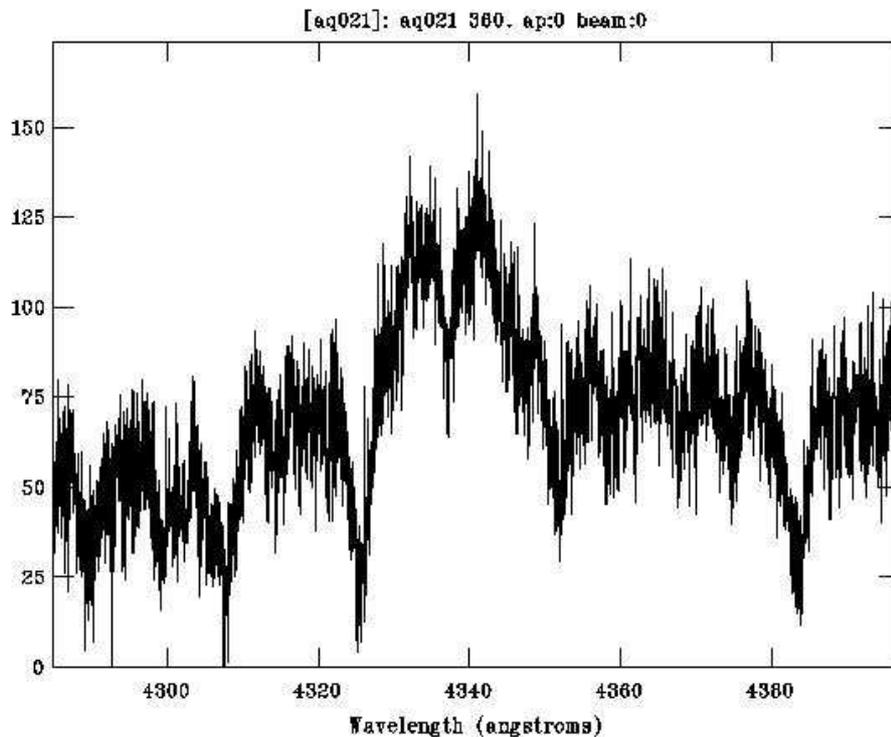


Fig (I.7).- Este es un ejemplo del espectro de un sistema binario, este es el caso de AE Aqr.

Los elementos orbitales de una binaria espectroscópica están dados por:

$$V = \gamma + K[e \cos w + \cos(v + w)], \quad (I.4)$$

(Heintz, 1977) en donde V es la velocidad radial, γ es la velocidad sistémica del sistema, e es la excentricidad, w es la longitud del periastro, contado a partir del máximo de la curva de velocidad radial, v es la anomalía verdadera (ángulo polar en la órbita) y K es la semi – amplitud de la curva en km s^{-1} .

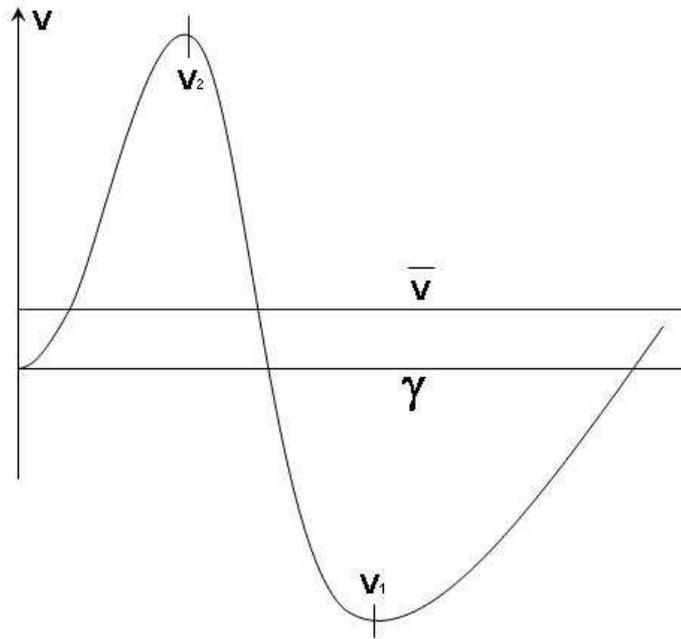


Fig. (I.2).- Curva de velocidad radial con la mediana \bar{V} y la media γ de la velocidad.

Los puntos extremos V_1 y V_2 de la curva (ver figura I.2) dan inmediatamente:

$$K = \frac{V_2 - V_1}{2}, \quad \text{y} \quad \bar{V} = \gamma + Ke \cos w = \frac{V_1 + V_2}{2} \quad (I.5)$$

En el caso de las binarias espectroscópicas, y en particular para el caso de las variables cataclísmicas en donde la excentricidad es cero Pringle,(1985), la ecuación anterior puede escribirse como:

$$V(t) = \gamma + K \sin \frac{2\pi(t - t_0)}{P}, \quad (I.6)$$

donde t_0 lo definimos aquí como el tiempo de la conjunción inferior de la secundaria y P es el período orbital de la binaria.

Para determinar los cuatro parámetros fundamentales γ , K , t_0 y P requerimos de observaciones $V(t)$ distribuidas adecuadamente en el tiempo. Estas medidas pueden obtenerse tanto de líneas de emisión, que normalmente representan el movimiento orbital de la primaria, como de líneas de absorción provenientes de la estrella secundaria.

I.3.3. Las Masas y el semieje mayor

Como mostramos en la figura (I.1) el plano orbital de la binaria es observado con un ángulo de inclinación i , entonces, la semi - amplitud de la velocidad radial K , de cada una de las componentes es:

$$K_1 = \frac{2\pi \cdot a_1}{P_{orb}} \sin i \quad \text{y} \quad K_2 = \frac{2\pi \cdot a_2}{P_{orb}} \sin i \quad (\text{I.7})$$

Combinando las ecuaciones $a = a_1 + a_2$ y $a_1 M_1 = a_2 M_2$ obtenemos:

$$a = a_1 \left(\frac{M_1 + M_2}{M_2} \right) \quad (\text{I.8})$$

y utilizando la Tercera Ley de Kepler, obtenemos:

$$\frac{P_{orb}^3 K_1^3}{(2\pi \sin i)^3} \left(\frac{M_1 + M_2}{M_2} \right)^3 = \frac{G(M_1 + M_2) P_{orb}^2}{4\pi^2}$$

que puede escribirse como:

$$\frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{P_{orb} K_1^3}{2\pi G} \quad (\text{I.9a})$$

o análogamente:

$$\frac{(M_1 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{P_{orb} K_2^3}{2\pi G} \quad (\text{I.9b})$$

A la parte izquierda de esta última ecuación se le conoce como la función de masa. Dividiendo ambas ecuaciones es claro que:

$$\frac{M_2}{M_1} = \frac{K_1}{K_2}, \quad (\text{I.10})$$

Este cociente de masas, que se conoce como q se puede medir directamente del cociente de las semi - amplitudes de velocidad radial de las componentes de la binaria, sin necesidad de conocer el ángulo de inclinación de la órbita.

Para calcular las masas de manera individual es imprescindible conocer el ángulo de inclinación. Las ecuaciones (I.9) pueden re escribirse como:

$$M_W \sin^3 i = \frac{PK_R (K_W + K_R)^2}{2\pi G} \quad (\text{I.11a})$$

$$M_R \sin^3 i = \frac{PK_W (K_W + K_R)^2}{2\pi G} \quad (\text{I.11b})$$

$$a \sin i = \frac{P(K_W + K_R)}{2\pi} \quad (\text{I.11c})$$

en donde M_W y M_R se refieren a las masas de la enana blanca y de la enana roja, respectivamente.

I.4.- Lóbulos de Roche

Para entender el concepto de lóbulos de Roche, consideremos dos cuerpos interaccionando gravitacionalmente, en este caso serian dos estrellas cuyas masas sean comparables entre sí, digamos M_1 y M_2 , además que sus centros estén separados por una determinada distancia. Consideremos además una partícula de prueba, cuya masa sea tan pequeña de tal forma que no afecte considerablemente los potenciales gravitacionales de ambas estrellas, que paulatinamente vaya desplazándose de una de las estrella hacia la otra a lo largo de una línea recta imaginaria que une los centros de ambas estrellas, de M_1 a M_2 , inicialmente la partícula de prueba sentirá una atracción gravitacional muy intensa debida a M_1 y una atracción casi nula de M_2 , conforme la partícula vaya desplazándose de una estrella a la otra sentirá una atracción gravitacional cada vez menos intensa debido a M_1 y una atracción cada vez mas intensa debido a M_2 , hasta que la partícula de prueba llegue a un punto en el cual sentirá una fuerza de atracción gravitacional nula, es precisamente en este punto en el cual la fuerza gravitacional de ambas estrellas se anulan, es decir, este punto es un punto en donde se equilibran los campos gravitacionales de ambas estrellas.

Hasta aquí solo hemos hablado de una trayectoria a lo largo de una línea recta, y surge la pregunta, ¿existirán algún o algunos otros puntos en donde también se equilibren o se anulen estos campos gravitacionales?, la respuesta es si, y estos puntos reciben el nombre de *Puntos de Lagrange*, son 5 y los cuales se denotan por L_1 , L_2 , L_3 , L_4 y L_5 tal y como se muestra en la figura I.3.1.

En 1772 Joseph Louis Lagrange (1736-1813), matemático y físico francés, encontró que tres cuerpos de masas M_1 , M_2 y M_3 , pueden mostrar una configuración orbital estable bajo determinadas circunstancias. En concreto halló cinco puntos en el plano de la órbita de masa M_2 alrededor de un cuerpo de masa comparable M_1 , en los cuales, fijado un cuerpo de masa M_3 , despreciable respecto a M_1 y M_2 , este permanece en equilibrio. En el caso que nos ocupa, M_1 será la estrella primaria, M_2 la estrella

secundaria y M_3 puede ser una partícula de prueba, o cualquier otro cuerpo de poca masa.

En la figura (I.18) muestra la situación antes descrita. Aquí se presenta un diagrama de fuerzas en donde se pueden ver cada una de las fuerzas que actúan sobre una partícula de prueba colocada en cada uno de los puntos de Lagrange.

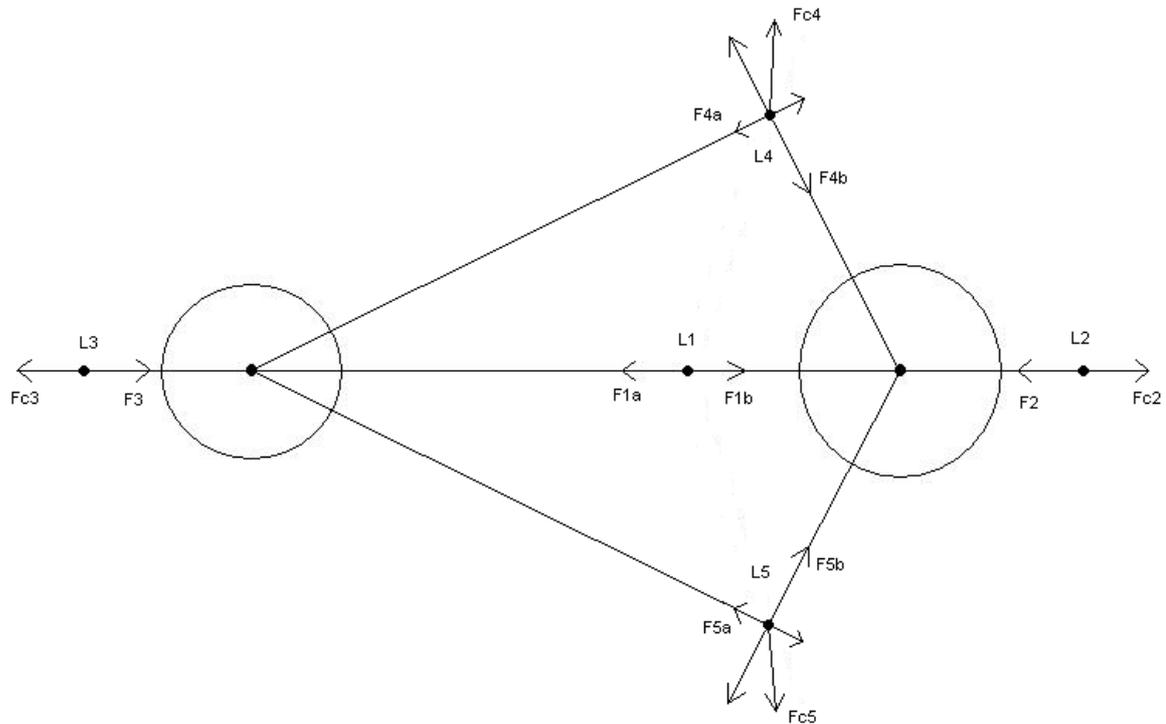


Fig. (I.8b).- En este diagrama se muestran las diferentes fuerzas que actúan sobre una partícula de prueba colocada en cada uno de los cinco puntos lagrangianos.

En lo que corresponde a las fuerzas F_{1a} y F_{1b} , que actúan sobre la partícula en el primer punto lagrangiano, se ve a primera vista que se anulan mutuamente. En lo que corresponde a las fuerzas restantes F_3 y F_2 son dos fuerzas que actúan sobre las partículas de prueba colocadas en los puntos L_3 y L_2 respectivamente, mismas que se anulan con las fuerzas F_{c3} y F_{c2} que son las fuerzas centrífugas en los puntos L_3 y L_2 respectivamente. La misma situación ocurre en los puntos lagrangianos L_4 y L_5 , en estos dos puntos las fuerzas que actúan sobre la partícula de prueba no descansan sobre la misma línea, esto sucede con las fuerzas F_{4a} , F_{4b} , F_{5a} y F_{5b} , de tal forma que la fuerza resultante está en alguna otra dirección, misma que se anula con las fuerzas F_{c4} y F_{c5} , que son precisamente las fuerzas centrífugas en los puntos L_4 y L_5 , respectivamente, tal y como se muestra en la Fig. (I.8b), esto es debido a la rotación del sistema. Algo que hay que señalar es que a diferencia de los puntos L_1 , L_2 y L_3 que son puntos de equilibrio fijos por descansar sobre la línea que une los centros de ambas componentes, los puntos L_4 y L_5 no son puntos fijos, aquí más bien son zonas extendidas en donde si colocáramos una partícula o un grupo de partículas, estas se desplazarían a lo largo de estas zonas o salirse de ellas.

Los lóbulos de Roche son superficies equipotenciales en donde en cada punto de cada una de estas superficies el potencial gravitacional tiene siempre la misma magnitud y estos puntos de Lagrange serían las intersecciones de las mismas, cabe mencionar que el P_1 es el primer punto de Lagrange y es precisamente en ese punto en donde se da la transferencia de material de una estrella hacia la otra, en el caso de la figura la

transferencia se dará de M_2 a M_1 , cuando la estrella secundaria llena su lóbulo de Roche.

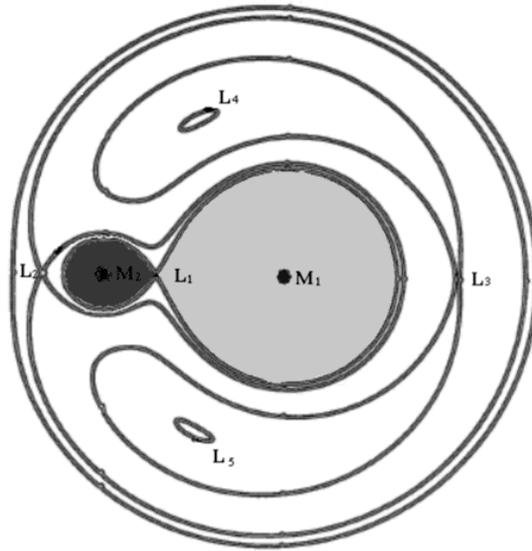


Fig. (I.9).- Diagrama en donde se muestra un corte transversal de los equipotenciales de Roche, aquí se pueden observar nuevamente los cinco puntos de Lagrange, en donde el punto L_1 es el primer punto de Lagrange.

Por definición, las binarias cerradas son sistemas en los cuales alguna insignificante interacción es más que una simple ley de atracción universal del inverso del cuadrado de las distancias entre dos cuerpos que aquí tiene lugar. La interacción puede ser radiativa, como en el calentamiento de la cara de una de las componentes debido a una compañera caliente, o puede ser el efecto de marea que puede distorsionar ambas componentes mediante la combinación de efecto de fuerzas centrífuga y gravitacional. En las Variables Cataclísmicas (VC) la estrella secundaria generalmente siempre es distorsionada a través de la influencia gravitacional de la Enana Blanca, la cual es la estrella primaria.

En cualquier binaria cerrada, su cociente de masas puede ser descrita por el modelo de Roche (Kopal 1978). Cuando una componente llena su lóbulo crítico de Roche entonces se dice que es una estrella en contacto. Kopal (1959) calculó varios parámetros para esta configuración. Plavec (1968) utiliza los cálculos de Kopal (1954) para calcular el radio de la secundaria, R_2 como función de q . Paczynski (1971) hace cálculos similares para derivar una expresión para el radio de la primaria como función de las masas.

Para el problema de las variables cataclísmicas podemos usar solo una ecuación modificada ya que las masas de estos objetos son generalmente menores a dos masas solares. Encontramos que la expresión analítica es:

$$\frac{R_2}{a} = 0.47469 \left[\frac{q}{1+q} \right]^{1/3} \quad (\text{I.12})$$

obtenida de las tabulaciones de Kopal (1959) & Echevarría (1983) con una precisión del 2 por ciento para $0.6 < q < 1.25$ y del 5 por ciento para $0.2 < q < 2$. Aquí la ventaja de utilizar una ley de potencia ajustada de $1/3$ fue precisado por Faulkner, Flannery & Warner (1972). Combinando esta ecuación con la Tercera Ley de Kepler, obtenemos:

$$\frac{M_2}{M_s} = 72.38 \left(\frac{R_2}{R_s} \right)^3 P(h)^{-2} \quad (\text{I.13})$$

en donde $P(h)$ es el período orbital en horas. O bien, en términos de la densidad media de la secundaria:

$$\rho = 101.92 P(h)^{-2} \text{ g cm}^{-3}, \quad (\text{I.14})$$

Por otro lado tenemos que la velocidad de rotación observada de una Variable Cataclísmica se encuentra sincronizada, es decir, que las fuerzas de marea que ejerce la enana blanca sobre la enana roja hacen que su velocidad de rotación coincida con la velocidad de rotación alrededor de la enana blanca. Por tanto, la velocidad de rotación es simplemente:

$$V_{rot} \sin i = (K_w + K_R) \frac{R_R}{a} \quad (\text{I.15})$$

De los resultados anteriores, si combinamos la ecuación (I.12) con la ecuación (I.15), Echevarría (1983) obtenemos:

$$V_{rot} \sin i = 0.47469 (K_w + K_R) \left[\frac{q}{1+q} \right]^{1/3}$$

donde K_w y K_R son las amplitudes de las velocidades radiales de la enana blanca y de la enana roja, respectivamente.

Los Troyanos no se comportan como una nube de objetos agrupados en sus puntos de libración, a modo de nube, sino que muestran órbitas alargadas en forma de "gota". Sus movimientos son una combinación entre el período de 12 años de Júpiter y otro período largo, de 150 a 200 años de duración.

Hasta el momento hay catalogados más de medio millar de asteroides Troyanos, de los cuales cerca de un centenar y medio tienen asignado nombre y número. Se calcula que hasta magnitud 20,9 pueden llegar a existir unos setecientos Troyanos. Estos números son puras extrapolaciones, pero lo que si está claro es que la densidad de asteroides en L4 es 3,5 veces mayor que la de L5, no conociéndose aún la causa de esta asimetría.

La mayoría de los Troyanos presentan albedos muy bajos (son muy oscuros) y parecen ser asteroides de tipo carbonáceo (tipo C) o bien de un tipo anómalo (tipo RD = Red & Dark). Algunas teorías apuntan hacia la posibilidad de que los asteroides de este último tipo sean en realidad núcleos de cometas extintos. El mayor Troyano es Hektor, con unos 250 km de diámetro. Posee un albedo de 0,03 siendo su superficie muy oscura y

rojiza. Su curva de luz muestra variaciones cada 6,9 horas con una amplitud de más de una magnitud, lo que sugiere que en realidad podría ser un asteroide binario formado por dos cuerpos que se orbitan a corta distancia. Se le estima una densidad media de 2,5 lo que indica que debe estar constituido principalmente por rocas.

Hasta ahora sólo se han encontrado objetos como los Troyanos en las órbitas de Júpiter y de Marte. Sin embargo, Saturno posee varios satélites que orbitan en los puntos de Lagrange de otros satélites. Así, Telesco y Calypso orbitan en un punto lagrangiano de Tethys, en tanto que Helene lo hace en uno de Dione. Según Greenberg, pueden existir "Troyanos" del planeta Mercurio, si bien su observación desde la Tierra es casi imposible. Trumpler concluyó que no pueden existir objetos de tipo Troyano mayores de 60 km en la órbita de Mercurio. La búsqueda de Troyanos en la órbita de la Tierra ha sido asimismo infructuosa, aún cuando algunos observadores afirman haber detectado tenues concentraciones de polvo interplanetario cerca de L4 y L5 del sistema Tierra-Luna. En cuanto a la existencia de Troyanos en Saturno o en los planetas más exteriores, su extrema baja magnitud los hacía totalmente indetectables con los medios de observación disponibles hasta hace poco.

I.5.- Discos de acreción

Los discos de acreción son una de las estructuras que mayormente ocurren, probablemente todas las estrellas en cuya configuración incluya un disco con material están favoreciendo a la formación de un sistema planetario. Una gran fracción de discos de acreción en las estrellas binarias se encuentra en esta etapa de su evolución. Los discos de acreción son muy importantes en las binarias de rayos X, en donde el material está orbitando una estrella de neutrones o un hoyo negro. Las galaxias enteras son inicialmente discos gaseosos, y la mayoría pueden desarrollar discos centrales que son el combustible de los núcleos activos.

Pero es en las Variables Cataclísmicas en donde los discos de acreción son observados con mejores ventajas, son discos estables, discos inestables y una combinación entre estos. En las Novas enanas durante su erupción, o las Variables tipo Nova durante esta etapa, su radiación es dominada por la emisión del disco y quizás las propiedades de las observaciones bidimensionales se vean afectadas por el ángulo de visión. Todas las estrellas dobles cerradas y aquellas con eclipses nos presentan oportunidades únicas para determinar espacialmente las estructuras físicas resueltas.

Las Variables Cataclísmicas nos presentan la gran oportunidad para la observación e interpretación de los discos astrofísicos. Ambos estados de los discos, constante y el de no equilibrio pueden ser observados, a menudo en el mismo objeto a diferentes tiempos. La luz de varias Variables Cataclísmicas en estado de brillantez media y ciertamente de todas las novae enanas en su máximo de erupción, es dominada por la emisión del disco. Tales objetos se comportan quizás como dos estrellas bidimensionales, tal escenario se muestra en la figura (I.11).

La estrella secundaria será la estrella donadora, es decir, es la estrella desde la cual el material fluirá a través del primer punto Lagrangiano L_1 hacia la estrella primaria siguiendo una trayectoria similar a la mostrada en la Figura (I.11), tal chorro de material, al pasar por ese punto Lagrangiano, estará sujeto principalmente a la fuerza gravitacional de la estrella primaria, debido a esto este material describirá una

trayectoria circular en torno a la estrella primaria (enana blanca) y tenderá a permanecer en esta orbita circular formando un anillo, esto es siempre y cuando la velocidad angular sea tal que la fuerza centrífuga sea de la misma magnitud que la fuerza de gravedad y también en ausencia de viscosidad en el material que circunda a la estrella. Pero ¿que pasaría si estas condiciones no fueran así?, lo que aquí se presentaría es un escenario en donde el material de la estrella donadora, al pasar por el primer punto Lagrangiano, estará sujeto a una combinación de fuerzas y de viscosidad que hará que este material caiga paulatinamente hacia la enana blanca en forma de espiral, tal y como se muestra en la Figura (1.10). Algo muy importante que hay que recalcar es que cuando la viscosidad esta presente en un material, en este anillo de material que circunda a la enana blanca por ejemplo, este material se dividirá en capas, presentando una mayor movilidad las capas mas internas y una menor movilidad las capas mas externas, es decir, las capas mas externas por estar mas alejadas de la estrella primaria, se moverán con una velocidad menor que las mas internas y al haber rozamiento entre estas, es decir, entre capas adyacentes, las mas externas trataran de frenar a las mas internas generándose entre estas capas un calentamiento que provocara una liberación de energía.

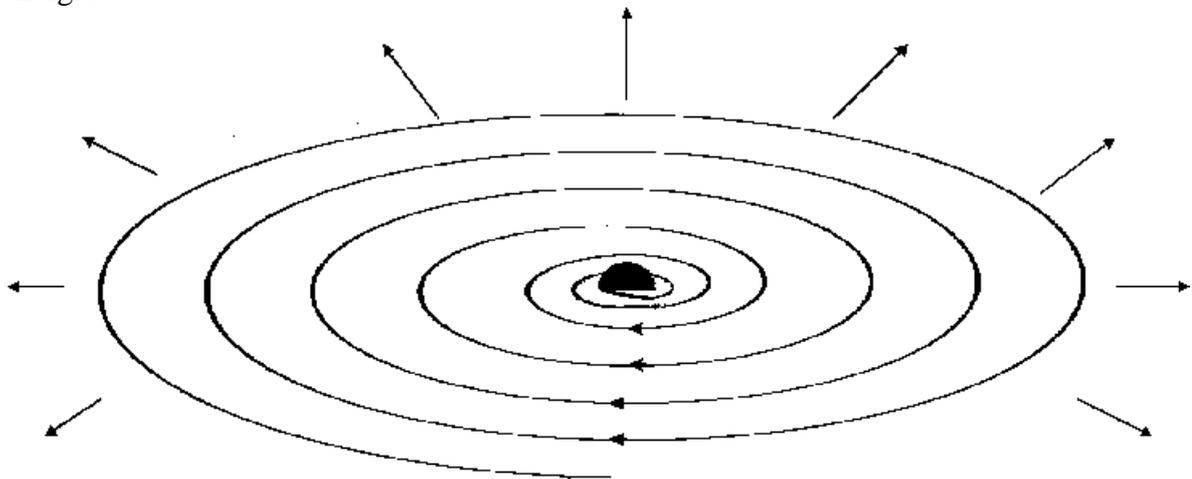


Fig. (1.12).- Representación de un disco de acreción en la que podemos ver como es que el material del mismo, cae en forma de espiral hacia la enana blanca, liberando energía durante dicho proceso.

Debido a este frenado que se presenta entre capas y capas las capas mas internas perderán momento angular y caerán a orbitas cada vez mas internas y estas a su vez frenaran a capas mas internas aún, dándose con este proceso lo que se conoce como un disco de acreción, que no es otra cosa que una capa de gas proveniente de las capas externas de la estrella donadora que esta compuesta principalmente de hidrógeno, este material se moverá en una orbita kepleriana. El punto de contacto de este disco de acreción con el chorro de material proveniente de la estrella donadora se le conoce como la mancha caliente y se le denomina así debido a que cuando el material que se integrará al disco choca con este, se generan temperaturas altísimas. Ahora bien, el disco de acreción en una estrella binaria no esta solamente a una sola temperatura, dado que el material que se encuentra girando en torno a la binaria gira mas rápidamente en sus capas mas internas, este estará sujeto a mayores fuerzas de fricción entre sus capas, mas aún, dado que una estrella enana blanca tiene temperaturas muy altas en su superficie, por lo tanto esta región del disco se encontrará a unas condiciones de temperatura extremas. Mientras que las capas más externas del mismo disco por girar más despacio no estarán sometidas a estas mismas condiciones de temperatura, se estima que en un disco de acreción los anillos mas externos experimentan temperaturas

relativamente frías, es decir, del orden de los 5000 K, mientras que la temperatura de los anillos mas internos es del orden de los 30,000 K. Un disco de acreción descansara preferentemente en el mismo plano orbital del sistema binario, es decir, que debido a esto muchas veces es difícil observar a la estrella primaria en un sistema binario cuando el plano orbital de dicho sistema se encuentra a una inclinación tal que el disco casi lo podemos observar de canto.

En el razonamiento anterior, en ningún momento consideramos al sistema binario como un sistema que rota en torno a un centro de masa común, pero si ahora consideramos esto, el escenario ser diferente. En este caso, como el sistema se encuentra girando esto hará que el material que cruza por el primer punto lagrangiano hacia la enana blanca se vea reflejado debido a una fuerza llamada fuerza de Coriolis, que es una fuerza que esta presente en todo sistema giratorio, por lo tanto tal y como se vio en la sección anterior, el material procedente de la estrella secundaria, describirá una trayectoria tal y como la muestra la Fig. (1.11). El material que comienza con este tipo de trayectorias tiene un tiempo de relajación, que es un tiempo mucho menor que el tiempo de vida de un sistema binario y es por eso que al cabo de un tiempo estas partículas ya se encuentren en una órbita circular o, en este caso, de espiral.

Como la corriente desde la secundaria descansa también sobre el plano orbital, y el impacto turbulento en la mancha brillante es únicamente para resaltar una significativa fracción del material de la corriente a grandes alturas sobre este plano, el gas que entra tiene un momento predominante en el plano. El espesor de este disco esta, por lo tanto, determinado por el equilibrio hidrostático (a diferencia de las regiones interiores de los discos alrededor de las estrellas de neutrones, la presión de radiación no es importante en los discos de acreción de variables cataclísmicas) el cual, como veremos mas adelante, nos conduce a estructuras de disco delgadas; a primera aproximación, el disco es un flujo bidimensional.

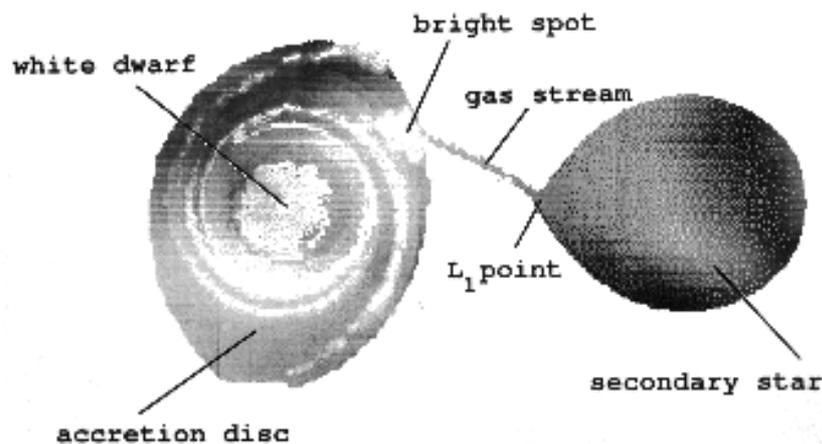


Fig. (1.13).- Representación esquemática de un sistema binario en donde se puede apreciar la estrella donadora (secundaria), la estrella receptora que por lo general es una enana blanca (primaria), al disco de acreción así como las diferentes partes del sistema.

I.6.- Estrellas Primarias Degeneradas

Para entender las características y el estado evolutivo de las Variables Cataclísmicas es conveniente describir primero un panorama de la evolución estelar. Primero hablaremos de la evolución en estrellas solas.

Las estrellas; las estrellas son cuerpos luminosos de gas que forman un conjunto de alrededor de 10^{11} , es decir, 100,000 millones de ellas, que llamamos la Vía Láctea. El Sol, es también una estrella y esta en el centro de nuestro sistema planetario, está tan cerca que podemos ver en detalle su superficie, aunque esto no es posible en el resto de las estrellas, ya que están demasiado lejos para resolver su superficie. Las estrellas se forman a partir de nubes de gas formadas principalmente de Hidrógeno, las cuales, bajo la acción de la fuerza de gravitación se van compactando formando esferas gaseosas.

La presión en el centro de estas esferas llega a ser tan grande que el material en el interior alcanza temperaturas tan altas, que los átomos de hidrógeno están totalmente ionizados. A estas temperaturas del orden de 10^6 K los núcleos de Hidrógeno son bombardeados por los electrones libres y comienzan las reacciones nucleares, liberándose una gran cantidad de energía, durante este proceso la fuerza ejercida por la auto-gravitación es equilibrada por la presión de radiación, es decir, la estrella radia tanta energía que la presión ejercida por esta equilibrará a la presión ejercida por la fuerza de gravedad.

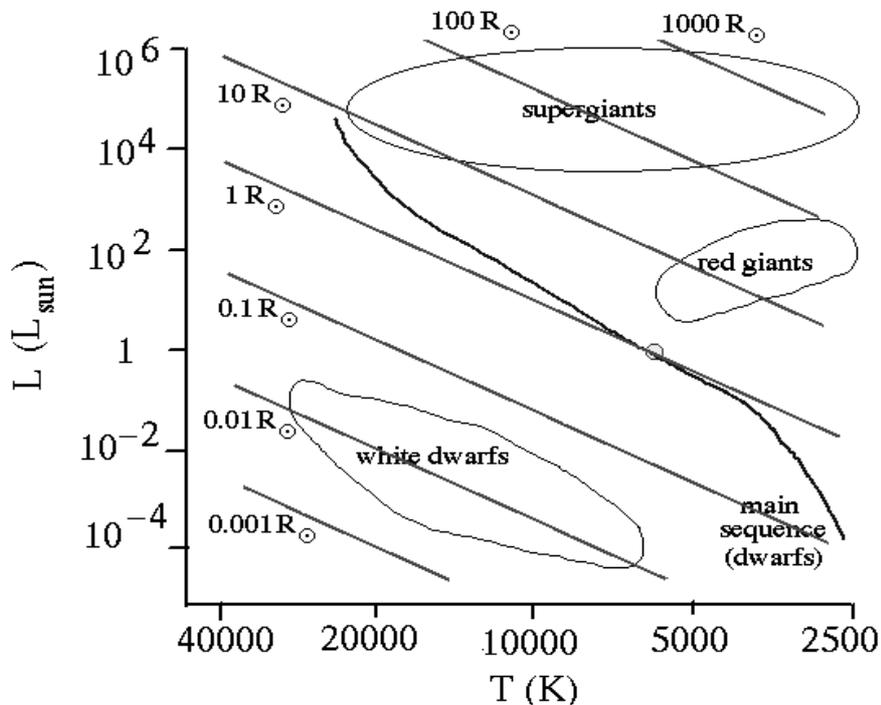


Fig (I.14).- Diagrama H-R, la mayoría de las estrellas se encuentran en la franja central llamada secuencia principal, así como también están marcadas las zonas en donde se encuentran las enanas blancas, las gigantes rojas y las súper-gigantes, también están trazadas las líneas de radio constante.

Cuando se alcanza este estado de equilibrio, la estrella entra en la llamada secuencia principal, que es la franja del diagrama Hertzsprung - Russell (H-R) en la Fig. (I.35) En esta zona se encuentran las estrellas que han alcanzado el denominado *equilibrio hidrostático*; la posición de la estrella en esta secuencia depende de su masa inicial. Las estrellas más masivas se encuentran arriba a la izquierda y las menos masivas abajo a la derecha. La mayoría de las estrellas pasan la mayor parte de su vida en esta región del diagrama (miles de millones de años).

Como consecuencia de esta condición inicial, la de la masa inicial de la estrella, evolucionan más rápido las más masivas que las menos masivas, y por lo tanto aquellas abandonan primero la zona de secuencia principal convirtiéndose, en gigantes rojas, que son estrellas con una temperatura menor que la que tenían en la secuencia principal con un diámetro de hasta 100 veces el diámetro solar, ubicándose en la parte superior derecha del diagrama H-R. Pero, ¿cómo es que llegan a esta etapa de su evolución?

Todas las estrellas, mientras se encuentran en la secuencia principal, están transformando Hidrógeno en Helio. Esto tiene lugar en el núcleo de la estrella en donde se llevan a cabo reacciones termonucleares en las que, dos núcleos de Hidrógeno se fusionan para formar un núcleo de deuterio y a su vez dos de estos núcleos de deuterio se fusionan para formar un núcleo de helio, que es un elemento más pesado que el Hidrógeno. Durante estas reacciones sucede un fenómeno importante, la masa total de un núcleo de helio es menor que la masa total de los cuatro núcleos de hidrógeno de los cuales se originó, es decir, cuatro átomos de hidrógeno, tendrán un peso atómico de 4.0316, mientras que un átomo de helio solo tiene un peso atómico de 4.0026, es decir que hay una diferencia de 0.0029 unidades de peso atómico. Surgiría entonces la pregunta ¿dónde, entonces, quedó el resto de la masa? La respuesta está en que la masa faltante es transformada en energía y esta energía es la que nosotros vemos en forma de radiación. Cuando casi todo el hidrógeno haya sido agotado ya no habrá más combustible que "quemar" por lo que la presión de radiación disminuirá y la presión debida a la gravedad será la que domine nuevamente y el proceso de contracción se repetirá otra vez. Al aumentar la presión debida a la contracción, la temperatura aumentará a tal punto que entonces sea posible fusionar núcleos de Helio en núcleos de carbono. Al producirse de nuevo reacciones nucleares se vuelve a equilibrar la presión debida a la fuerza de gravedad.

En el proceso de contracción del núcleo de la estrella, sucede todo lo contrario con las capas más externas de la misma, es decir, una reacción opuesta, haciendo que las capas más externas se expanda de manera impresionante, alcanzando dimensiones muy por encima de su tamaño original, dando lugar a lo que se conoce como una *Gigante Roja*, se dice que es roja debido a que aunque la temperatura de su núcleo puede ser mayor que la que tenía en secuencia principal, la temperatura de la envoltura de este tipo de estrellas está por debajo de la temperatura original, es por eso que se ve de un color menos intenso, es decir, rojo.

Algo que cabe aclarar, es que de las estrellas que más brillan en el cielo destacan las gigantes rojas, pero esto no quiere decir que tengan una temperatura superficial mayor que el resto de las estrellas, lo que está pasando en estos casos es lo siguiente; como estas estrellas son de un tamaño verdaderamente enorme, obviamente tendrán una área emisora mucho mayor que una estrella de secuencia principal. Por ejemplo, la estrella Betelgeuse, es tan grande que si su centro lo hacemos coincidir con el centro del Sol, su superficie estará más allá de la órbita de Marte, es decir, la Tierra quedará dentro de ella. Pero este no es el fin aún de una estrella, es solo una etapa más de su evolución, después de que el combustible de Helio y de Carbono se haya agotado, el proceso continuará en contracciones sucesivas y transformación de elementos cada vez más pesados hasta que se hayan formado núcleos de hierro. Aquí el proceso se detiene, ya que los núcleos más pesados que el Hierro no se pueden fusionar.

La etapa final de la vida de una estrella dependerá de la masa inicial de esta. Por ejemplo, para estrellas con una masa comparable con la masa del Sol (hasta 1.4 veces la masa de este), la estrella puede terminar como una *enana blanca*, que son estrellas poco luminosas con densidades entre 10,000 y 100,000 veces la densidad del Sol y cuyo tamaño es comparable con el de la Tierra. La densidad en estas estrellas es tan alta que

una pelota de golf hecha de este material, pesaría alrededor de mil toneladas. La materia que se encuentra en el interior de estas estrellas se encuentra en un estado degenerado, es decir, que al agotar la estrella su combustible nuclear, la presión no puede contrarrestar su propia fuerza gravitacional y la estrella se contrae hasta alcanzar una nueva configuración de equilibrio en la que la materia adquiere características completamente nuevas y la fusión nuclear ya no se puede dar en estas condiciones, según las teorías de evolución estelar más recientes, una estrella que no exceda de 6 a 8 masas solares arroja al espacio, en las últimas etapas de su evolución, una gran parte de su material, principalmente cuando se expande y se vuelve una gigante roja y conforme pasa el tiempo solo va quedando la parte central y más densa de la estrella la cual se contrae hasta volverse una enana blanca la cual es la que ioniza ese material expulsado.

Para estrellas más masivas, la materia en su centro estará comprimida debido al gran peso que hay alrededor, comprimiendo cada vez más a su núcleo de hierro, hasta llegar el momento en que el material que hay en él núcleo ya no pueda soportar el peso que cae sobre él haciendo que los electrones se combinen con los protones para formar neutrones, en este proceso de ligadura se libera una pequeña partícula llamada Neutrino. El núcleo de la estrella se transforma entonces en una densa masa de Neutrones, al mismo tiempo que los neutrinos liberados transportan la energía directamente hacia afuera desde el centro de la estrella. Esto acelera aún más el colapso, tenemos entonces lo que llamamos *estrella de Neutrones*, son estrellas con una densidad altísima y cuyo valor es de alrededor de 100,000 millones de veces la densidad del agua, es decir, que en cada cm^3 hay una masa aproximada de 100,000 toneladas., una estrella de neutrones mide tan solo algunas decenas de kilómetros.

Aquí ya hemos visto un panorama general de la evolución de una estrella, sin embargo solo hemos descrito de manera general como evolucionaría una estrella sola, es decir, aislada del resto de las demás estrellas. La pregunta que surge aquí es ahora, ¿cómo sería la evolución de una estrella si esta tuviera a otra estrella como compañera?. De la teoría de evolución estelar sabemos muy bien que la masa juega un papel muy importante en el proceso evolutivo de una estrella, de tal forma que las estrellas más masivas evolucionan más rápido que las estrellas menos masivas. En un sistema binario en donde tiene lugar la transferencia de masa el proceso evolutivo es más complejo que el de una estrella aislada, y es precisamente por esa transferencia de material de una estrella a la otra lo que lo hace más complicado de entender, aquí entran en juego principalmente dos parámetros tales como pérdida de masa de una estrella y ganada por la otra, transferencia y pérdida de momento angular. Una vez presentado un esquema general de cómo es que evolucionan las estrellas, enseguida se presentaran las características de las estrellas primarias en estos sistemas estelares.

Algunas de las estructuras de las variables cataclísmicas han sido descritas sin mucha necesidad de conocer de donde las variables cataclísmicas llegan a ser, de que manera estas viven, o como evolucionan.

Aunque la luz de las estrellas primarias es generalmente confusa debido a la emisión del disco, de la mancha brillante o la secundaria, circunstancias que hacen posible la medida de esta distribución de flujo en un número determinado de casos. En varios casos de baja tasa de pérdida de masa, la alta inclinación en las Novas Enanas los eclipses de la enana blanca es claramente visible en longitudes de onda en la región del óptico en el estado de brillantez media. En algunos sistemas en donde en donde la primaria no es eclipsada la enana blanca esta lo suficientemente caliente que esto domina el flujo alrededor de $\approx 1500 \text{ \AA}$. Y en sistemas con altas tasas de pérdida de masa, la reducción temporal de transferencia de masa puede revelar el espectro de la enana blanca.

En la interpretación de las observaciones debe mantenerse que las primarias no son enanas blancas aisladas: estas pueden estar siendo calentadas por la acreción o por radiación en la zona ecuatorial, estas pueden ser observadas mientras se enfrían relativamente después de una erupción de la Nova Enana, pueden ser observadas durante un prolongado estado de calentamiento siguiendo una erupción de nova, o pueden ser observadas durante un estado de enfriamiento lento en una temporal suspensión de un equilibrio durante condiciones de alta tasa de pérdida de masa.

Un ejemplo del espectro de una enana blanca, obtenido sustrayendo el espectro del medio eclipse de Z Cha del espectro de un eclipse, es mostrado en la figura (I.36). La distribución del flujo, incluyendo las líneas de la serie de Balmer y líneas de absorción Ly α , es comparado con un modelo de atmósfera de una enana blanca con $\log g = 8$ y $T_{eff} = 15,000$ K (Marsh, Horne & Shipman 1987). De los modelos de los eclipses de la primaria en la banda del U, B y R (Wood *et al*, 1986) encuentra una temperatura de brillo de $11,800 \pm 1,800$ K.

I.7.- Estrellas secundarias tardías

Como ya hemos visto un preámbulo en la sección anterior de cómo es que evolucionan las estrellas y llegan a sus etapas avanzadas de su evolución, en esta sección nos enfocaremos en sí a hablar un poco mas en detalle de las estrellas secundarias. En varias variables cataclísmicas con períodos orbitales $P_{orb} \geq 5$ h, especialmente aquellas de alta inclinación, las estrellas secundarias son suficientemente luminosas por sus líneas de absorción que se pueden ver en la región espectral del amarillo y azul. Es por esto que se han estimado tipos espectrales MK. En sistemas de corto período, cercanos a la región del infrarrojo a menudo muestran líneas de la secundaria, principalmente NaI y TiO, las cuales pueden proveer tipos espectrales en los sistemas redefinidos MK para tipos de etrellas tardías. Además en el infrarrojo las bandas de absorción de H₂O a 1.4 y 1.9 micras son indicadores sensitivos y muy efectivos de la temperatura. Las bandas de absorción de CO cercanas a los 2.3 micras también son observadas en algunas variables cataclísmicas.

Es común observar intensas líneas espectrales en variables, alrededor de la órbita, causado por calentamiento radiativo de la secundaria. Como un resultado, los tipos espectrales sean posiblemente tempranos que deberían ser observados por el hemisferio que no radia (el cual es solamente accesible cerca de fase cero en sistemas con una alta inclinación).

Los tipos espectrales son mostrados en la figura (I.38) como una función del período orbital P_{orb} . Los tipos espectrales de los componentes de la secuencia principal de binarias separadas para las cuales las masas han sido deducidas, estan incluidas en el mismo diagrama. Para pasar de la masa al período P_{orb} , podemos utilizar la ecuación

$$M_1(2) = 0.065P_{orb}^{5/4}(h); \quad 1.3 \leq P_{orb}(h) \leq 9 \quad , \quad (I.30)$$

esto es, asumimos que el tipo espectral podría no cambiar si aislamos a la estrella y hacemos que esta llene su lóbulo de Roche.

Aquí es general la concordancia entre los tipos espectrales de las secundarias de las variables cataclísmicas y las enanas aisladas de la misma masa.

Con las masas, el radio y tipos espectrales de las secundarias en las variables cataclísmicas con períodos orbitales $P_{orb} \leq 10$ h aparentemente indistinguible en la media de las estrellas de la secuencia principal, ahí están todas las expectativas de que las luminosidades sean también similares. Tomando las masas y la magnitud absoluta visual M_v para estrellas de la parte baja de la secuencia principal, usamos la ecuación (I.23) entonces tendremos la relación $M_v(2) - P_{orb}$ para enanas llenando su lóbulo de Roche, tal y como lo muestra la figura (I.39). Para sistemas con un período, tal que $2 \leq P_{orb} (h) \leq 10$, esta bien representado por:

$$M_v(2) = 16.7 - 11.1 \log P_{orb}(h); \quad (I.31)$$

pero esta es una salida de la linealidad en los períodos más bajos.

En principio, la relación mostrada en la figura (I.39) puede ser probada con variables cataclísmicas conocidas (de los paralajes trigonométricos, cúmulos, binarias o miembros con un común movimiento propio) y una contribución estimable en la banda V de la secundaria. En la práctica son pocos de tales objetos los que están disponibles, tal comparación puede ser hecha con métodos indirectos de determinación de distancias.

Los métodos fotométricos para la obtención de distancias están disponibles que hacen el uso del método de superficie brillante. La brillantez de la superficie en la banda del V está relacionado al color enrojecido V - B, independiente de la luminosidad:

$$S_v = 4.2207 - 0.1V_0 - 0.5 \log \psi_d = 3.841 - 0.321(V - R)_0; \quad (I.32)$$

en donde ψ_d es el diámetro angular en milisegundos. De esta manera, dadas las magnitudes V y R de la secundaria, es determinado ψ_d y así su distancia d también puede ser encontrada si $R(2)$ se toma de la ecuación (I.24). Es raro que las magnitudes V y R estén descontaminadas y disponibles, pero para secundarias frías V-R puede ser obtenido de la calibración contra la intensidad de la banda TiO dada por Marsh (1990).

Con la fotometría IR es observada la brillantez de la superficie en la banda K para estrellas frías y es:

$$S_K = 2.56 + 0.508(V - K); \quad (V-K) < 3.5 \quad (I.33 a)$$

$$S_K = 4.26 + 0.058(V - K); \quad (V-K) > 3.5 \quad (I.33 b)$$

La poca dependencia de (V-K) para las estrellas frías (tan tardías como M3, se encuentra que quizás S es también independiente del color; nos permite el uso de la aproximación:

$$S_k = 4.55 \quad \text{para } (V-K) > 3.5; \quad (1.34)$$

La cual da:

$$\log d = K/5 + 0.09 + \log R_1(2) \quad P_{orb}(h) \leq 6; \quad (I.35)$$

en donde R/R_\odot para variables cataclísmicas está disponible como una función de P_{orb} de la ecuación:

$$R_1(2) = 0.094 P_{orb}^{13/12}(h); \quad 1.3 \leq P_{orb} \leq 9 \quad (I.36)$$

Para períodos orbitales largos, una calibración de V – K contra M , y de aquí contra P_{orb} , nos conduce a

$$\log d = \frac{K}{5} - 1.06 + \log R_1(2) + 1.56 \log P_{orb}(h); \quad 6 < P_{orb}(h) < 12 \quad (I.37)$$

La siguiente relación conecta la masa con la magnitud absoluta K para enanas de tipo tardío:

$$\log M_1 = -0.202M_k + 0.819 \quad (I.38)$$

La tabla I.5 lista algunas variables cataclísmicas para las cuales $M_v(2)$ fue obtenida una vez conocida su distancia y la contribución fraccional ($\Delta(2)$ en magnitudes) de secundaria en la banda V. Son incluidas tres polares para las cuales el espectro se tomó durante su estado débil muestra que la secundaria domina. $M_v(2)$ para HT Cas viene de los estudios detallados de Marsh.

Graficado en la figura (I.40), las masas de las secundarias observadas $M_v(2)$ observadas caen a lo largo de la relación definida por el llenado del lóbulo de Roche de estrellas de la secuencia principal. Estas y las tempranas M – R y las relaciones de los tipos espectrales, muestran que en promedio *las estrellas secundarias de las variables cataclísmicas con períodos orbitales $P_{orb} \leq 10$ h son indistinguibles de las estrellas de la secuencia principal.*

Podemos también notar que el color al cual las estrellas en la parte baja de la secuencia principal son completamente convectivas se estima que sea $1.27 < R - I < 1.38$.

Para una estrella que está llenando su lóbulo de Roche el rango de intensidad fraccional (\approx magnitud para pequeña amplitud) es

$$\Delta m \approx \frac{\Delta I}{I} = \frac{3}{2q} \left[\frac{R(2)}{a} \right]^3 \sin^2 i (1 + u_g) \left(\frac{15 + u}{15 - 5u} \right); \quad (I.39)$$

en donde u_g es el coeficiente de obscurecimiento de gravedad y u es el coeficiente de obscurecimiento al limbo. Los valores típicos en el visible para atmósferas frías son $u_g = 0.57$, $u = 0.85$, de esta manera con la ecuación (e) tenemos:

$$\Delta m \approx 0.34 \frac{\sin^2 i}{1 + q} \quad (I.40)$$

la cual puede ser muy útil para determinar i . Podemos notar, no obstante que u_g es muy sensitivo a la longitud de onda y puede ser desde los ~ 2 a los 4000 \AA y ~ 0.25 en el infrarrojo.

La atmósfera de la secundaria, en el lado que da la cara a la primaria, está bañada por la radiación de la estrella primaria, de la envoltura delgada, de la mancha brillante y del disco de acreción. Las regiones ecuatoriales, no obstante, estarán sombreadas por el disco de la parte de esta radiación. De la luminosidad generada por la región sobre y alrededor de la primaria, la fracción f_2 que cae sobre la secundaria es:

$$f_2 \approx \frac{R^2(2)}{4a^2} \left[1 - \frac{4}{\pi} \frac{ah_d}{R(2)r_d} \right]; \quad (\text{I.41})$$

en donde h_d es la altura del disco del lado externo. Con $h_d/r_d \sim 0.05$ y $R_L(2)/a$ de la Tabla (I.6), se deduce que ~ 0.2 del flujo se pierde a través de la sombra. Esto, no obstante, es un valor mínimo: el cociente h_d/r_d efectivo será mucho mas grande que el dado por la condición de que el espesor óptico vertical sea la unidad, se requerirá de una integración a lo largo del camino de la luz que cruza la cara del disco.

$T_{\text{eff}}(1)$	$T_{\text{eff}}(2)$	$R_{10}(2)$	q	$M_{16}(1)$	$2F_{\text{ir}}(2)/F(2)$
2×10^4	2.5×10^3	2	0.15	1	2
2×10^4	2.5×10^3	2	0.15	100	200
5×10^4	4.5×10^3	5	0.5	10	0.25
5×10^4	4.5×10^3	5	0.5	1000	18

Tabla (I.6)

Ignorando la contribución de la mancha caliente del disco, el flujo $F_{\text{ir}}(2)$ que irradia la secundaria en la presencia de una capa envolvente máximamente energética, es:

$$F_{\text{ir}}(2) \approx f_2 \left[4\pi R^2(2) \sigma T_{\text{eff}}^4(2) + \frac{GM(1)\dot{M}(1)}{2R(1)} \right]; \quad (\text{I.42})$$

en donde se ha asumido que la energía en la capa envolvente es irradiada sobre la superficie de la primaria, tan así es que justo en una banda ecuatorial estrecha $F_{\text{ir}}(2)$ puede ser comparada con el flujo total:

$$\frac{1}{2} F(2) = 2\pi R^2(2) \sigma T_{\text{eff}}^4(2)$$

emitido por el hemisferio del lóbulo de Roche que da la cara a la primaria.

La tabla (I.6) da ejemplos (para $M1(1) = 1$) representando (a) una nova enana de corto período tal como Z Cha en estado de brillantez media y en erupción y (b) una nova enana de período largo tal como SS Cyg en estado de brillantez media y en erupción, o en el último caso un objeto tipo nova. En (a) el flujo de la capa envolvente domina $F_{\text{ir}}(2)$; en (b) el flujo de la primaria es importante en estado de brillantez media, pero la capa envolvente domina a altas tasas de pérdida de masa $dM(d)/dt$.

Los ejemplos muestran que la radiación es la responsable de sustanciales consecuencias observables, los modelos completos de radiación de atmósferas frías pueden no estar, hasta ahora, bien calculados. Ahí están un número de factores que pueden ser considerados. Una parte de la energía proveniente de la estrella primaria, de la capa envolvente y de la parte interna del disco es radiada cerca de la zona del límite de Lyman, y las atmósferas frías de las secundarias consisten de hidrógeno neutro incluso a profundidades sub-fotosféricas, en tanto que la radiación en X suaves y en EUV son absorbidas en la capa externa de la secundaria produciendo fuertes emisiones cromosféricas. Alguna fracción de w de la energía depositada ahí será degradada y

penetra hasta la fotosfera. En la teoría estándar de los efectos de reflexión en cada punto de la superficie de la secundaria la temperatura efectiva es:

$$\sigma T_{eff}^4 = \sigma T_{eff}^4(2) + wF_{ir}(2); \quad (I.43)$$

en donde w es usualmente tomado como 0.5

La emisión cromosférica de Balmer es comúnmente observada en variables cataclísmicas y aparecen como estrechas componentes de líneas de emisión aproximadamente en antifase en velocidad radial relativas a las líneas de emisión del disco, un caso visto es en β Lyr. La emisión de la secundaria es mas prominentemente vista en las novas enanas durante su erupción, en objetos tipo nova y en los sistemas VY Scl y variables cataclísmicas magnéticas durante su estado de baja tasa de pérdida de masa $dM(2)/dt$. Varias secundarias muy débiles con líneas de emisión de la serie de Balmer son vistas en SS Cyg en estado de brillantez media. Usualmente no son vistas emisiones de HeI, HeII y otras emisiones de elementos pesados, indicando que la radiación del hidrógeno en el continuo de Lyman alcanza a la estrella secundaria, el helio en el continuo de Lyman no lo hace. Las excepciones son IX Vel, en la cual estan presentes las emisiones de HeI, y IP Peg, en la cual son observadas emisiones de HeI y débiles emisiones neutrales de metales neutros.

De la variación de la intensidad alrededor de la órbita aparece que la emisión de la serie de Balmer esta concentrada en el hemisferio del lóbulo de la secundaria irradiado. La tomografía Doppler de IP Peg muestra que las emisiones aparecen cerca del polo del lado irradiado, como podría resultar del sombreado por el disco. En U Gem la emisión está concentrada en la dirección de la cara de la secundaria, sugiriendo con esto la radiación por la mancha brillante como la fuente ionizante.

El flujo de Balmer en la secundaria de IP Peg es de $\approx 5 \times 10^{30}$ erg s^{-1} durante su erupción y decrece por un factor de al menos 150 durante su estado de brillantez media. En contraste la mayoría de las estrellas dMe emiten $\sim 1 \times 10^{29}$ erg s^{-1} en la serie de Balmer.

En IP Peg la $K_{obs}(2)$ (de las líneas de absorción de la secundaria) es de 331 km s^{-1} en un momento cuando la radiación aumentó a -26 km s^{-1} . El $K(2)$ verdadero para IP Peg es, de esta manera ~ 300 km s^{-1} pero este valor tiene una incertidumbre de $\sim \pm 30$ km s^{-1} debido a los efectos de la radiación.

La duda del calentamiento fotosférico puede ser resuelta mediante las observaciones. Martín et al. Dedujo que si la temperatura cerca de L1 se incrementa en un $\sim 20\%$, la variación infrarroja elipsoidal será suprimida. De la igualdad en las amplitudes de la doble sinusoidal de las curvas de luz en la región del infrarrojo de U Gem en estado de brillantez media. Una detección positiva es dada por IX Vel, el cual es un sistema con una alta tasa de pérdida de masa $dM(d)/dt \sim 5 \times 10^{17}$ g s^{-1} en la cual la variación elipsoidal a 2 micras indica una contribución del calentamiento del $\sim 3\%$. RU Peg y EM Cyg en estado de brillantez media no tienen variación del tipo espectral o la intensidad de las líneas en el espectro de la secundaria alrededor de la órbita. En Z Cha y HT Cas en estado de brillantez media la razón de la intensidad de la banda del TiO alrededor de la órbita no varía tal y como lo muestra la figura (I.41), pero la misma intensidad del TiO no puede ser modelada correctamente por una secundaria oscurecida cuya temperatura superficial se encuentra de la ecuación (I.28) mas el oscurecimiento al limbo: el déficit flujo de TiO observado en fase 0.5 es también pequeño. Los modelos simples de calentamiento fotosféricos predicen que la intensidad del TiO muestra un incremento en fase 0.5, ligeramente más débil que el observado. Wade & Horne

concluyeron que el espectro de la superficie irradiada no tiene el comportamiento de una fotosfera de una alta temperatura, y sugieren que el calentamiento fotosférico modifica el gradiente de temperatura al punto en donde la banda del TiO es importantemente suprimido. Brett & Smith (1993), muestran que modelos mas realistas de radiación son compatibles con las variaciones de TiO (y NaI) en Z Cha.

Por otro lado, el modelo de calentamiento fotosférico han tenido notables sucesos en la explicación que de otro modo no concuerdan con las mediciones de $K(2)$ en SS Cyg. En estado de brillantez media el calentamiento es muy pequeño, de esta manera $K_{\text{abs}}(2)$ es quizás igual al valor verdadero. Como el disco de acreción, la capa envolvente y la primaria son mas luminosos durante la erupción, en primer lugar el lado calentado de la secundaria se hace mas intensa pero sin embargo permanece este tipo espectral K con líneas de absorción profundas; esto mueve el centro de gravedad de la producción de las líneas de absorción hacia la primaria, decreciendo $K_{\text{abs}}(2)$. A altas intensidades de radiación el calentamiento fotosférico hace que el espectro se mueva hacia un tipo más temprano, con débiles líneas de absorción, y el centro de gravedad fuera de la primaria. El comportamiento de este modelado es mostrado en la figura (I.42) y explica la variación observada de $K_{\text{abs}}(2)$ como una función del tiempo durante la erupción. Si colocamos la emisión del continuo cromosférico sobre un espectro de absorción fotosférica constante, $K_{\text{abs}}(2)$ podría cambiar monotonicamente, no produce la distribución bimodal observada.

Las salidas observadas de la sinusoidal de la línea de absorción del NaI $\lambda 8190$ de la curva de velocidad radial de un número de variables cataclísmicas, Davey & Smith dedujeron la distribución de relativas intensidades de líneas sobre la superficies de sus secundarias. Algunos ejemplos, para novas enanas en estado de brillantez media, se muestran en la figura (I.43). El debilitamiento de la línea, causado por el calentamiento de la atmósfera, está claramente presente y esta inclinado hacia la cara de la secundaria. El efecto es mucho mayor, y más asimétrico que el esperado por el calentamiento por la mancha brillante.

Se piensa que el calentamiento es suficiente para reducir el gradiente de temperatura de la atmósfera hasta el punto en donde la convección es suprimida, permitiendo corrientes de circulación que se desarrollan en la dirección de la cara y extendiéndose a la región de calentamiento. Otras varias variables cataclísmicas, no de alguna otra manera diferentemente discernible de estas analizadas en la figura (I.43), muestra una no asimetría en su VR y de aquí que no hay evidencia para una significativa irradiación. La razón de esto no aun conocida.

En estudios mas avanzados del calentamiento fotosférico, un punto de partida podrían ser las binarias pre - cataclísmicas separadas los cuales son sistemas mas simples que las variables Cataclísmicas. La ausencia de disco, de la mancha brillante y de una capa envolvente reduce la irradiación a la de una simple componente. Las observaciones muestran que las primarias de tales estrellas como MT Ser y V447 Lyr tienen temperaturas efectivas $T_{\text{eff}}(1) \sim (6 - 10) \times 10^4$ K, las cuales producen un tremendo efecto de reflexión de enanas secundarias M. Típicamente, el lado irradiado de la secundaria tiene una temperatura de color correspondiente a los $\sim 12,000$ K mientras que el lado sombreado tiene una temperatura efectiva $T_{\text{eff}} \sim 2,500$ K. La ineficiencia del flujo caliente del lado frío al lado caliente de la estrella sugiere la ausencia de una significativa corriente de circulación fotosférica. En estas estrellas, irrespectiva de cómo el flujo hacia longitudes de onda cortas a partir del límite de Lyman es reprocesado por las atmósferas de las secundarias, la importancia del calentamiento fotosférico es demostrado por el flujo emergente observado hacia longitudes de onda largas a partir del límite de Lyman, incluso si esta fuera mayormente emisión cromosférica,

aproximadamente una cantidad igual de flujo es enviada hacia abajo para calentar la fotosfera.

En la binaria de rayos X HZ Her, en donde el calentamiento de la secundaria es por mucho mas intenso que en las variables cataclísmicas, la transición de altos a bajos estados ópticos tienen tal rapidez que los sistemas nunca tienen vinculación entre ellos, mostrando que las escalas de tiempo para el enfriamiento y calentamiento de la fotosfera es en su mayoría de unos pocos días y, por lo tanto, el calentamiento no es profundo.

Por ejemplo, es evidente que los discos de acreción es una de las estructuras que mayormente ocurren, probablemente todas las estrellas en cuya configuración incluya un disco con material estén favoreciendo a la formación de un sistema planetario. Una gran fracción de discos de acreción en las estrellas binarias se encuentra en esta etapa de su evolución. Los discos de acreción son muy importantes en las binarias de rayos X, en donde el material está orbitando una estrella de neutrones o un hoyo negro. Las galaxias enteras son inicialmente discos gaseosos, y la mayoría pueden desarrollar discos centrales que son el combustible de los núcleos activos.

Pero es en las Variables Cataclísmicas en donde los discos de acreción son observados con mejores ventajas, son discos estables, discos inestables y una combinación entre estos. En las Novas enanas durante su erupción, o las Variables tipo Nova durante esta etapa, su radiación es dominada por la emisión del disco y quizás las propiedades de las observaciones bidimensionales se vean afectadas por el ángulo de visión. Todas las estrellas dobles cerradas y aquellas con eclipses nos presentan oportunidades únicas para determinar espacialmente las estructuras físicas resueltas.

Las estrellas que muestran explosiones causadas por reacciones termonucleares, sea en sus capas superficiales (novas), sea en sus capas profundas (supernovas). Utilizaremos el término "nova-like" para las estrellas que muestran crisis análogas a las de las novas, debidas a una liberación rápida de energía hacia el espacio circundante (estrellas UG) y también para los objetos que no muestran crisis explosivas, pero que se asemejan a las variables explosivas cuanto menos por sus características espectrales o por otros aspectos. La mayoría de las variables explosivas o "nova-like" son sistemas binarios cerrados, cuyos componentes están sometidos a una muy fuerte influencia recíproca en la evolución de cada estrella. A menudo se observa alrededor de la componente enana caliente un disco de acreción constituido por la materia perdida por la otra componente, más fría y más extensa.

Referencias:

- Warner, B.; Nather, R. E. 1971 MNRAS.152..219
- Kopal, Zdenek 1959 ASPL....8...81
- Plavec, M 1968 Ap&SS...1..239P
- Kopal, Zdeněk. 1954 MNRAS.114..101K
- Paczyński, B. 1971 ARA&A...9..183P
- Flannery, Brian P.; Warner, Brian 1972ApJ...175L..79F
- Marsh, Thomas R 1990iue..prop.3716M
- Brett, J. M.; Smith, R. C. 1993MNRAS.264..6
- Pringle, J. E. 1985iue..prop.2268P

Capítulo II

Espectroscopía

II.1.- Velocidades Radiales de las líneas de emisión	2
II.2.- Velocidades Radiales de las líneas de absorción	23

II.1.- Velocidades radiales de las líneas de emisión

El espectro óptico de las estrellas Variables Cataclísmicas es dominado por la radiación del disco de acreción el cual rodea a la enana blanca de la binaria. El disco de acreción en una Variable Cataclísmica proviene del material de la estrella secundaria el cual llena su lóbulo de Roche. Típicamente el continuo es, plano en f_ν con fuertes y anchas líneas de emisión de la serie de Balmer con anchos equivalentes alrededor de los 200 Å y líneas débiles pero igualmente anchas de HeI. En sistemas de alta inclinación (*ie*; discos de alta inclinación) y en novae enanas en particular las líneas tienen una simetría de doble pico. La Fig. II.1 muestra un espectro típico de una variable Cataclísmica. Aquí esta la evidencia de un cuerpo grande que muestra el perfil de doble pico es el resultado de la emisión del corrimiento Doppler de la superficie del disco.

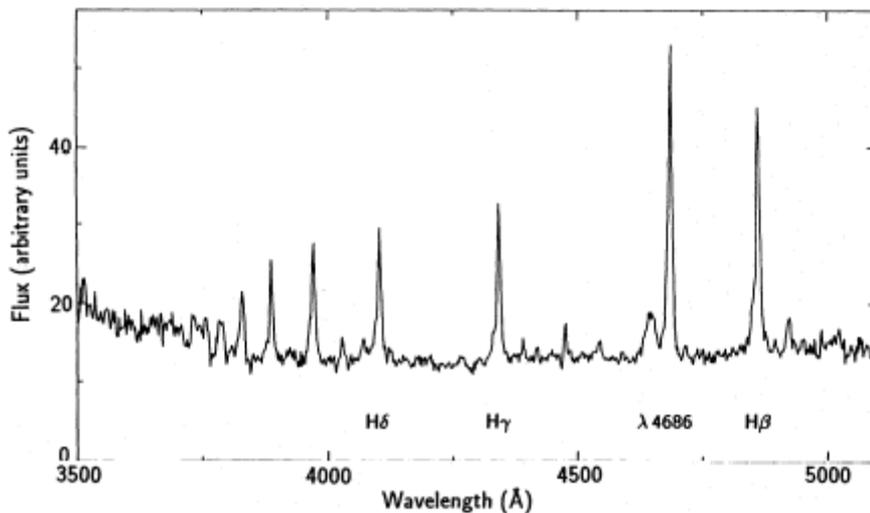


Fig. (II.1).- Este es el espectro de TV Col, espectro que muestra mayormente emisión del disco. La serie de líneas mas prominentes es la serie de Balmer los cuales están etiquetados como Hβ, Hγ, Hδ.

La forma de los perfiles depende de la distribución de las líneas de flujo sobre el disco. Por ejemplo, una fuerte emisión de la parte cercana al centro de un disco Kepleriano causa que las alas de las líneas se ensanchen. Una mancha de emisión causa una componente delgada la cual cambia sinusoidalmente su velocidad con el tiempo; la onda "S" que se observa en varios estudios espectroscópicos. Ya que la forma del perfil depende de la distribución de la línea de emisión, estas pueden ser usadas para restringir su posición. La distribución de líneas de emisión es una de las mejores herramientas de las teorías de formación de las líneas y son cruciales para las mediciones de la velocidad radial de la enana blanca.

Mientras que los espectros de las estrellas están bien estudiados y bien entendidos, los discos de acreción son más problemáticos. En parte esto se debe a que en los discos de las variables cataclísmicas existe un gradiente de temperatura, es decir, mientras que la parte externa del disco esta a una temperatura de unos 3000 K, en su parte mas interna esta a unos 30,000 K, es por esta razón que no puede tratarse un disco como un cuerpo a una sola temperatura. Una simple aproximación al espectro del disco es suponer que cada anillo en un disco de acreción emite como un cuerpo negro a una temperatura

determinada y así en cada uno de los demás anillos. Esta suma de espectros produce un espectro total que es más plano en el óptico que el espectro de la enana roja y la enana blanca.

Una aproximación alterna es suponer que cada anillo en el disco emite el mismo espectro que una estrella a la misma temperatura y de esta manera sintetizar el espectro de un disco agregando una serie de espectros estelares con dicho intervalo de temperatura. No obstante, las líneas observadas de los discos son, a menudo, de emisión, mientras que el espectro estelar muestra solamente líneas de absorción.

Para las condiciones típicas de los discos de acreción en las Variables Cataclísmicas, la velocidad orbital, puede ser de cientos de km s^{-1} , que es mucho más grande que la velocidad del sonido en ese medio; C_s (10 km s^{-1} (ref)), por lo tanto el perfil de velocidad de las líneas está determinado por el corrimiento Doppler. Las regiones del disco moviéndose a la misma velocidad radial contribuyen al flujo en partes bien definidas del disco como se muestra en la siguiente figura.

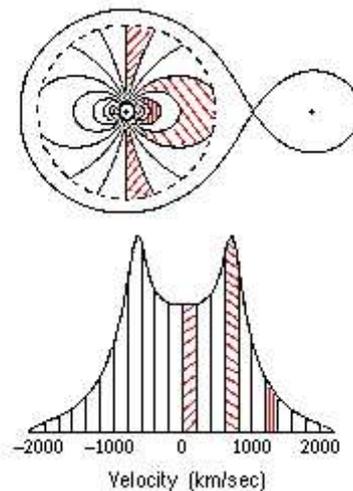


Fig (II.2).- a) Zonas de velocidad radial constante en un disco Kepleriano de una estrella binaria con una razón de masas $q = 0.15$. b) Perfil de las líneas de emisión del disco. La emisión en las regiones sombreadas corresponden a las regiones sombreadas del disco. Horne & Marsh (1986).

En la parte superior de la Fig. II.2 se ha dibujado el campo bipolar de zonas de igual velocidad radial sobre un disco de acreción suponiendo un campo de velocidad Kepleriano (órbita circular con $V \propto R^{-0.5}$). La línea de emisión de cada sección del disco contribuye a una zona vertical del perfil de línea dibujado en la parte inferior de dicha figura. En esa misma figura se ha sombreado una región de igual velocidad radial tanto en la parte inferior como en la parte superior, es decir, en la línea y en el disco. Las regiones de alta velocidad están cercanas al centro del disco. El área de las partes más intensas disminuye rápidamente conforme se incrementa la velocidad, resultando en una densidad de flujo decreciente en las alas de las líneas. A velocidades bajas en el disco, el área de los segmentos está limitada por la cara externa del disco.

Un campo de velocidad Kepleriano no es, en general, una suposición exacta ya que las líneas pueden provenir también de chorro del gas de la estrella roja que ya ha pasado el

punto interior de Lagrange, que puede estar moviéndose en una órbita no circular hacia el disco. Además la mancha caliente, donde el chorro de material impacta al disco ya formado, no es simétrica y no puede tomarse en cuenta en la distribución mostrada anteriormente. Estos dos últimos elementos son de baja velocidad, por lo que es conveniente utilizar las partes externas de las líneas de emisión, que serán las más representativas del movimiento orbital de la enana blanca.

Para medir la velocidad radial de las líneas de emisión, hemos hecho uso de un método descrito por Schneider & Young (1980), y que posteriormente Thorstensen (1985) ha implementado en el paquete de programas `rvsao` dentro de IRAF.

Dado que dependiendo del ángulo de inclinación de la binaria se puede presentar un perfil doble en las líneas de emisión y que las partes centrales pueden ser no simétricas, como se muestra en la figura (II.3) de la nova enana U Geminorum obtenida con el Echelle, el programa trata de ajustar una doble gaussiana tomando en cuenta preferentemente las alas azules y rojas de la línea. Mediante este algoritmo básicamente se ajustan dos gaussianas a cada espectro, haciendo una convolución de una línea con la función antisimétrica de la otra y tomando el centro de la línea como el cero de esta convolución. Estos algoritmos son descritos por D. Schneider y P. J. Young (1980, ApJ, 238, 946) y A. W. Shafter (1983, ApJ, 267, 222).

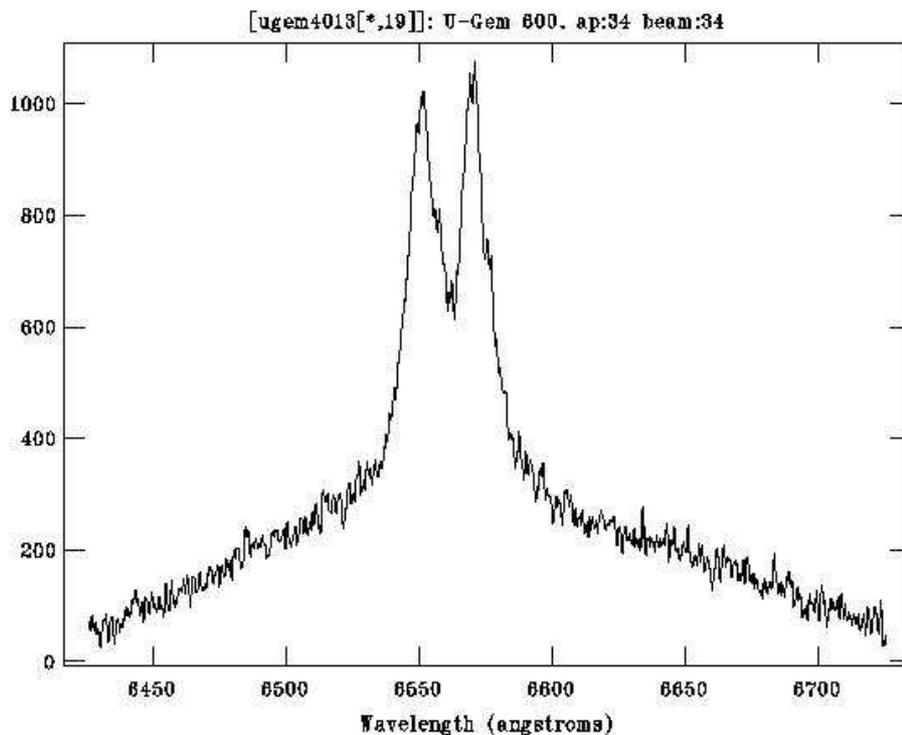


Fig. II.3.- Espectro de U Geminorum proveniente del disco de acreción. Se ve muy claramente como se genera un perfil de doble pico al cual se le ajusta una doble gaussiana.

Con la opción del `dgau` (en la rutina), la función convolucionada deriva en una gaussiana. En este caso se interpreta el parámetro `linwid` como el FWHM de la línea que estamos ajustando. Young y Schneider afirman que el centro óptimo de una gaussiana de una sigma dada es obtenido cuando la función de la convolución es el derivada de un gaussiana con la sigma igual a 1 sobre la raíz de 2 veces la sigma de la línea original. Especificar un FWHM dado para la

línea, da lugar, por lo tanto, a una función de la convolución que sea la derivada de una gaussiana mas ajustada.

Con la opción *gau2*, la función de la convolución consiste en la compensación de una gaussiana positiva y una gaussiana negativa mediante el parámetro del *linwid*. En este caso el parámetro *samwid* es el FWHM de las gaussianas individuales. El parámetro *samwid* no se utiliza en la opción del *dgau*.

El método utilizado para converger en el cero de la convolución es el de Newton-Raphson. La iteración para una vez que la convergencia sea muy próxima a 0.001 pixeles y, por lo tanto, el ajuste sea el mejor. Debido a que la convergencia depende de una adecuada condición inicial, uno puede buscar una región de los pixeles para una FWHM máximo o mínimo antes de comenzar la convergencia.

Un ejemplo de la curva de velocidad radial de U Gem, en el caso de la línea $H\alpha$ en emisión, se muestra en la parte inferior de la Fig. II.4.

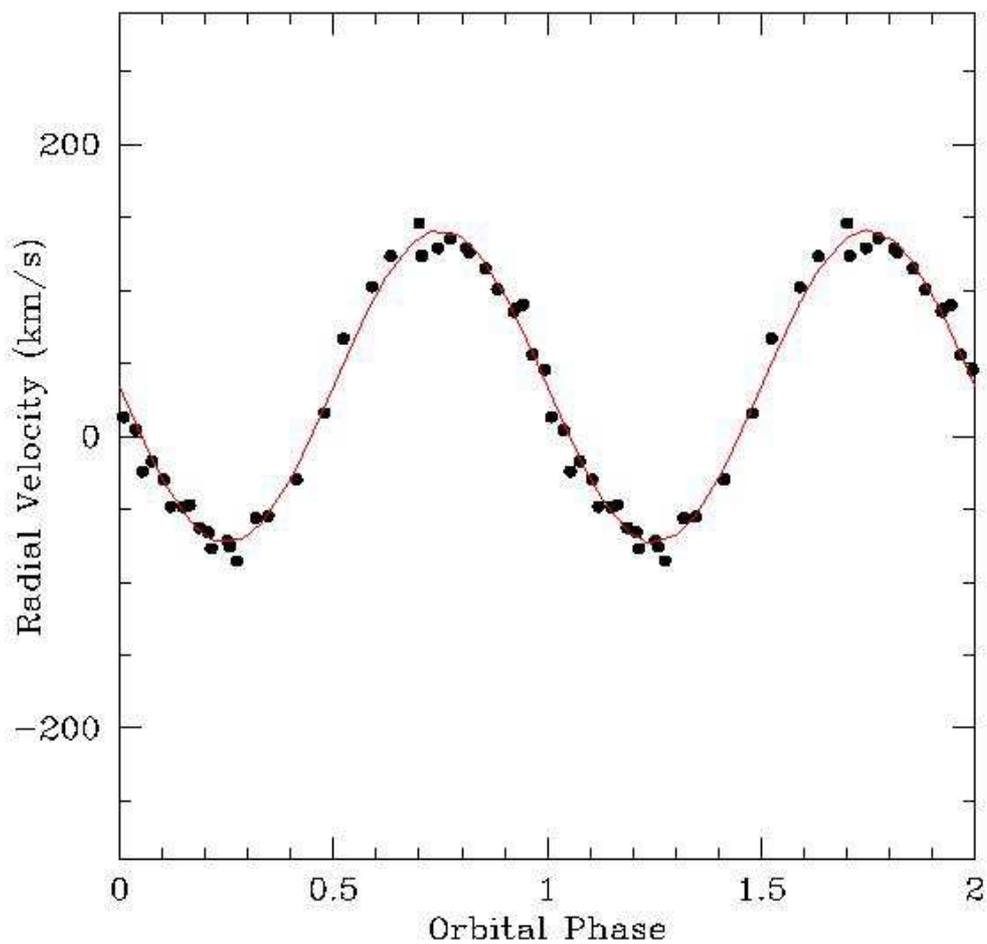


Fig. II.4.- Curva de velocidad radial de la variable Cataclísmica U Gem midiendo la línea de $H\alpha$ en emisión.

II.2.- Velocidades Radiales de las Líneas de Absorción

En el caso de las estrellas secundarias lo que observamos son líneas de metales de baja ionización. Como ejemplo mostramos en la Figura II.3 el espectro de AE Aqr donde se señalan algunas de estas líneas. Estas se mueven igualmente por el efecto Doppler de la luz y una manera directa sería medir las líneas mas intensas una por una. Existe, sin embargo otro método que se llama de correlación cruzada que explicaremos a continuación.

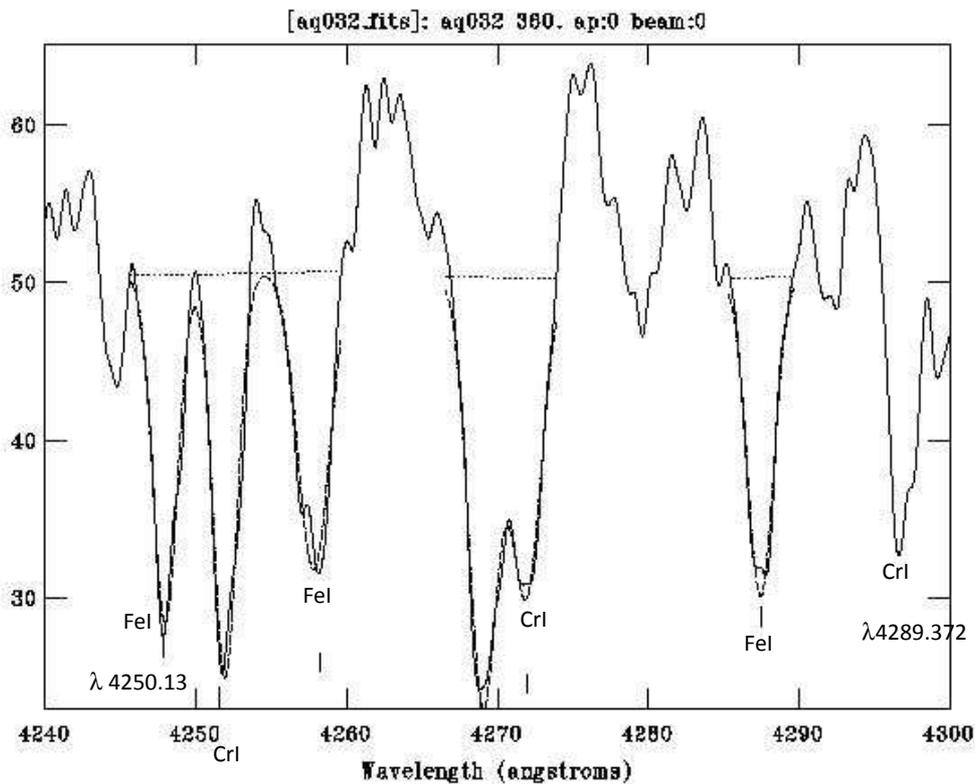


Fig. (II.5).- Espectro de la variable Cataclísmica AE Aqr en donde se muestran líneas de absorción.

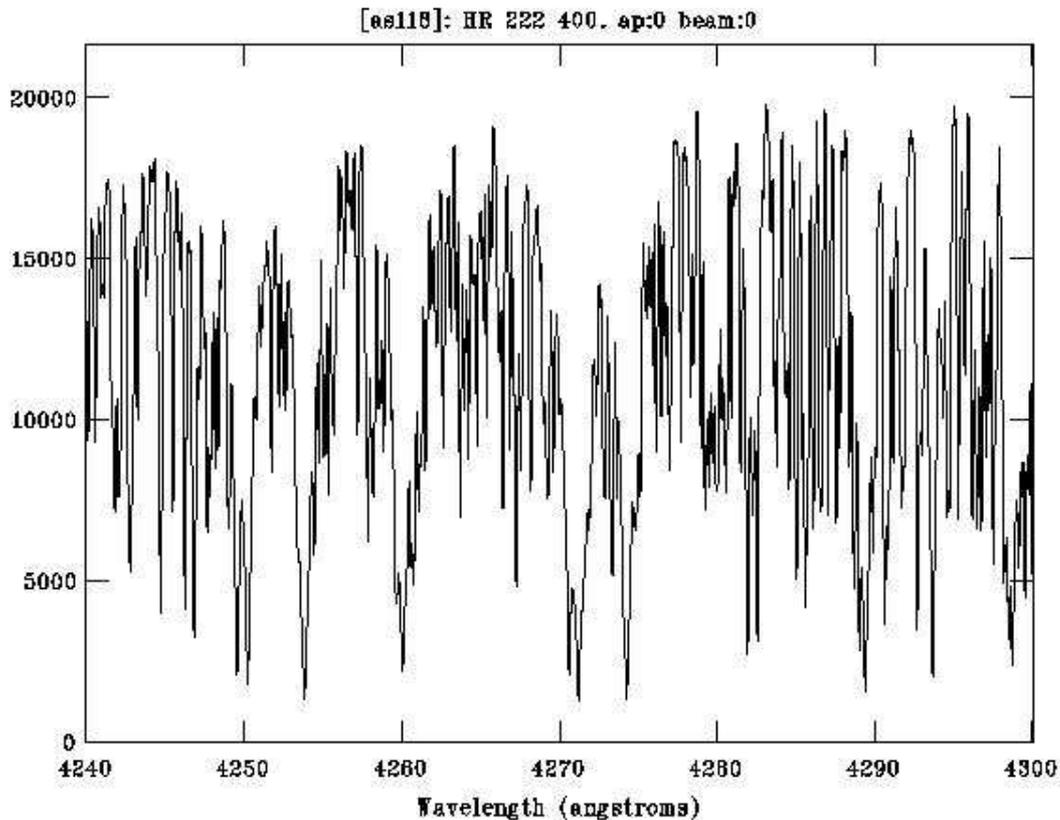
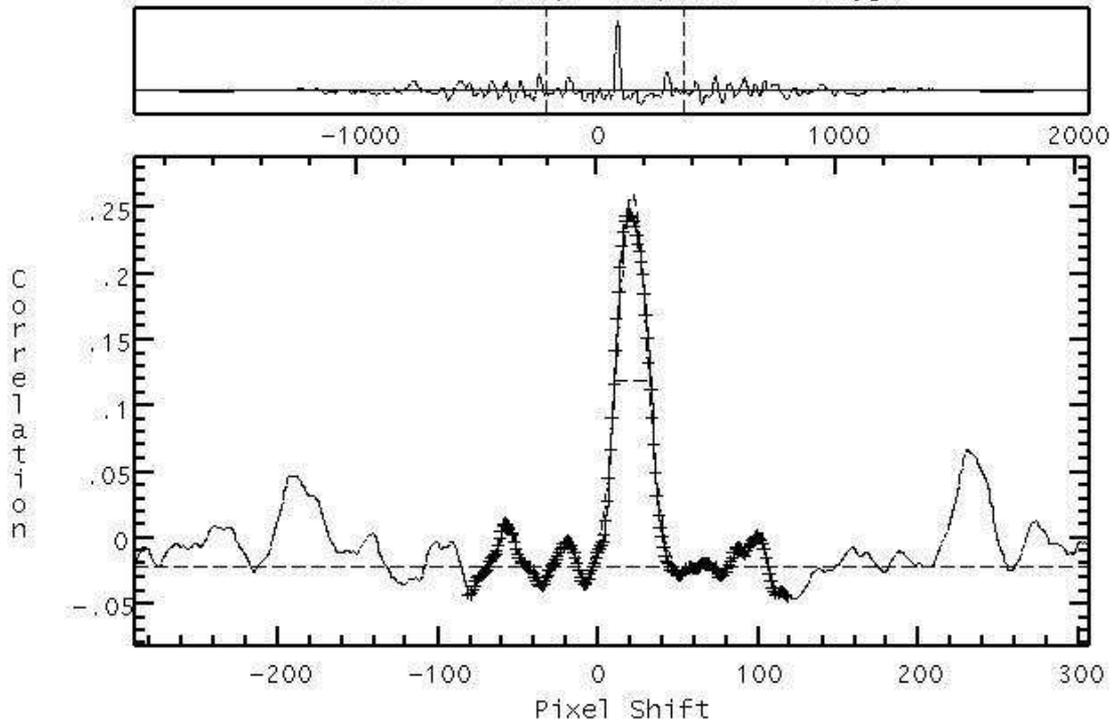


Fig. II.6.- Espectro de una estrella tardía, se trata de HR222, una K2 V, cuyo intervalo espectral es el mismo que la del espectro de AE Aqr de la figura anterior.

La idea fundamental de esta correlación cruzada es la de comparar los objetos problema con una estrella templete que tenga un tipo espectral similar al objeto que queremos medir como se muestra en la figura () para el objeto HR222 que es una estrella K2 V. Puede observarse que las líneas de absorción son mucho mas delgadas que las de AE Aqr. Este problema es general ya que las estrellas solas de tipo tardío tienen una rotación muy baja, mientras que las variables cataclísmicas tienen una rotación muy alta, y por lo tanto el ancho de sus líneas es mucho mayor. Este problema se soluciona ensanchando a las estrellas templete con algoritmos de rotación para estrellas normales (Gray 1976). Hemos adaptado un código que Still (comunicación privada) nos ha amablemente cedido y lo hemos modificado a nuestras necesidades para crear un kernel de rotación que dentro de IRAF le aplicamos a las estrellas templete con diferentes velocidades de rotación.

Tanto a nuestro objeto como al templete se le aplica una trasformada de Fourier y sus espectros de potencia son correlacionados hasta encontrar una solución óptima. Un ejemplo de la aplicación de esta rutina se muestra en la Figura (II.5), donde se observa que los dos espectros se van correlacionando conforme desplazamos uno al otro en longitud de onda hasta encontrar hasta que el ajuste es óptimo. En la parte superior se muestran con líneas verticales punteadas los límites escogidos de la correlación total, y esta se muestra expandida en la parte inferior. En esta correlación se muestra el desplazamiento en pixeles (abscisa inferior) y en km s⁻¹ (abscisa superior). En esta misma figura se muestran los datos obtenidos de la correlación y que son el día heliocéntrico juliano (HJD), el ancho máximo a media altura (FWHM), la velocidad relativa a los dos objetos (V_r), la velocidad medida desde la tierra (V_o), y la velocidad heliocéntrica (V_h).

NOAO/IRAF V2.11.3EXPORT jer@solti Wed 19:23:36 21-May-2003
 Object='aq3010.fits' Temp='cygA4036' npts=4096 aperture=41
 Star = 'AEAqr' Template = '61CygA'



HJD=1773.7263 FWHM=142.20 Vr=141.419 Vo=74.037 Vh=67.841 +/- 3.164

Fig. (II.7).- Gaussiana ajustada a un espectro de la Variable Cataclísmica AE Aqr utilizando como referencia a la estrella estándar 61CygA, como resultado de aplicarle la rutina *fxcor*.

La rutina *fxcor* en el paquete *rv* de IRAF realiza una correlación cruzada de Fourier a una serie de espectros de entrada del objeto y de un espectro de referencia. En este caso y mediante esta rutina, a cada espectro de nuestro objeto se le aplica una transformada de Fourier para determinar en que parte de dicho espectro esta la máxima intensidad de la señal. De igual forma se hace con el espectro de la estrella template. Una vez que la rutina haya determinado lo anterior procede a hacer el ajuste de una Gaussiana a los espectros del objeto en estudio, que en el caso de la figura (II.5) se trata de AE Aqr. Los espectros del objeto pueden ser uno o de dos dimensiones y se pueden correlacionar el espectro de referencia de dos dimensiones. Si el espectro de referencia es solamente uni - dimensional pero el objeto de dos dimensiones, el espectro de referencia se utiliza para correlacionar cada uno de las aberturas especificadas por el parámetro de las aberturas en el espectro del objeto, mientras que los espectros de referencia de dos dimensiones correlacionarán aberturas correspondientes.

Referencias:

- Horne, K.; Marsh, T. R. 1986MNRAS.218..761H
Schnider, D. P.; Young, P. 1980 Apj, 238, 946
Thorstensen, J. R.; 1985AJ.....90.2082T
D. Schneider y P. J. Young 1980, ApJ, 238, 946
A. W. Shafter 1983, ApJ, 267, 222

Capítulo III

Observaciones

III.1.- Configuración instrumental

III.1.1.- Telescopio

III.1.2.- Espectrógrafo

III.1.3.- CCD's

III.2.- Objetos observados

III.2.1.- KT Per

III.2.2.- TZ Per

III.1.- Configuración Instrumental

III.1.1.- Telescopio

El telescopio con el que fueron adquiridas las imágenes de los objetos es un instrumento cuya óptica tiene un diseño de Ritchey-Chretien, este telescopio está situado en la sierra de San Pedro Mártir y tiene coordenadas de $31^{\circ} 2.39'$ de latitud norte y $115^{\circ} 27.49'$ de longitud oeste a una altitud sobre el nivel del mar de 2,800 metros. Tiene tres configuraciones de observación según el campo estelar que se quiera cubrir y esto lo permiten los tres espejos secundarios los cuales nos dan tres razones focales, estas son; $f/7.5$ que nos permite cubrir $\sim 13.0''/\text{mm}$, otra razón de $f/13.5$ que cubre $\sim 7.15''/\text{mm}$ y por último una razón de $f/30$ que cubre $\sim 3.25''/\text{mm}$. Tiene un límite en su ángulo horario de 5 hrs. y en la declinación de $+69^{\circ} 40'$ y de -40° . Tiene un diámetro físico de 2118 mm y un diámetro óptico de 2108 mm, el diámetro de obstrucción central es de 500 mm, su radio de curvatura es de 9638 mm, para el espejo secundario que permite una razón focal de $f/7.5$ tenemos que su diámetro físico es de 673 mm, su diámetro óptico es de 656 mm y su radio de curvatura es de 3930 mm. la distancia focal en esta configuración es de 15,824 mm y la distancia entre los espejos primario y secundario es de 3,452.2 mm y la escala de placa es de 13.03 arcsec/mm, para el espejo secundario que permite una razón focal de $f/13.5$ tenemos que su diámetro físico es de 406 mm, su diámetro óptico es de 381 mm y su radio de curvatura es de 2028 mm, la distancia focal para esta configuración es de 28,816.8 mm y la distancia entre los espejos primario y secundario es de 3,974.6 mm. y por último, para el espejo que permite una razón focal de $f/30$ tenemos que su diámetro físico es de 195 mm., su diámetro óptico es de 194.5 mm., su radio de curvatura es de 981 mm., la distancia focal de esta configuración es de 63,460 mm y la distancia entre los espejos primario y secundario es de 4,365.6 mm.

III.1.2.- Espectrógrafo

El instrumento que recibe la luz de la estrella y que nos permitió ver los detalles del espectro de cada una de estas, fue el espectrógrafo ECHELLE cuyo diagrama se muestra a continuación:

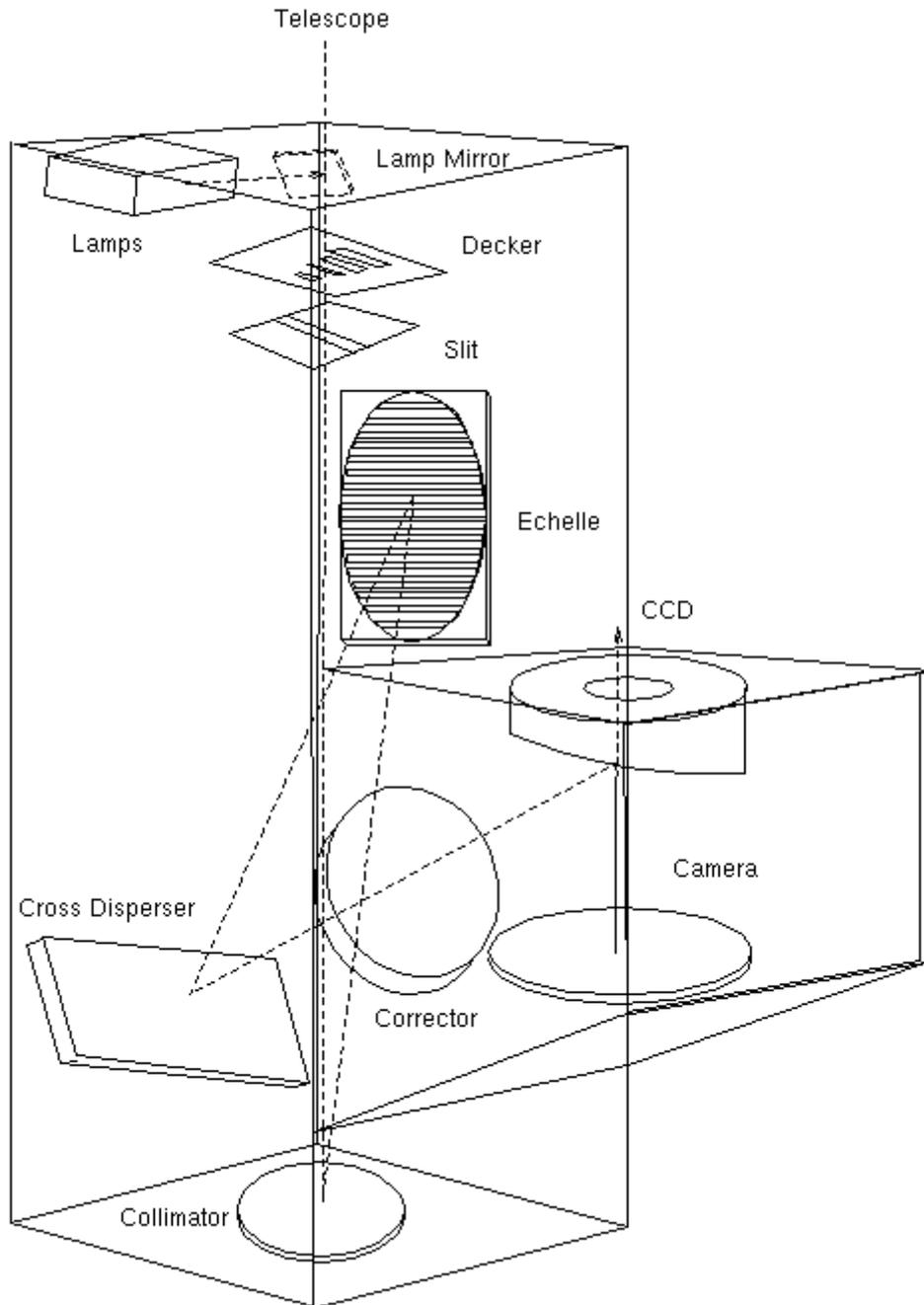


Fig. (III.1).- Diagrama que muestra la estructura del espectrógrafo ECHELLE, aquí se muestra como están distribuidos sus diferentes componentes.

este es un espectrógrafo que fue construido por la compañía francesa REOSC y es de muy alta dispersión. El haz de luz procedente del telescopio es dispersado en un ángulo de $2^{\circ}63'$. Esta dispersión depende del orden y de los rangos de $4\text{Å}/\text{mm}$ a $16\text{Å}/\text{mm}$, estos valores difieren dependiendo de cual de las dos cámaras es la utilizada, existen dos cámaras. Una de ellas es la cámara REOSC que tiene una distancia focal de 204 mm que esta construida en base a un espejo esférico combinado con un sistema de lentes que corrigen su foco. Tiene un cubrimiento de campo de 8° por $5^{\circ}2'$ con una razón focal de $f/1.4$, por otra parte, la UCL que se construyó recientemente y vino a reemplazar a la original cámara REOSC, esta cámara tiene la capacidad de hacer observaciones

cubriendo un rango espectral de los 3,000 Å a los 11,000 Å, colocando a la línea de H α en el orden 34, a la de H β en el orden 46, a la de H γ y a la de H δ en el orden 52.

Por otro lado, este espectrógrafo trabaja con tres rejillas de difracción, una de 900 líneas/mm, que es la mas usada cuando el detector es una placa fotográfica. Una de 300 líneas/mm, que es la mas usada cuando el detector es un CCD, con el cual es posible cubrir un rango espectral que va aproximadamente de la línea H α (orden 8) hasta los 4000 Å (orden 16), pero el principal componente de este espectrógrafo es una rejilla de difracción cuya área es de 254 mm. \times 228 mm. y con 79 líneas/mm. su ángulo al cual su reflexión es máxima (también llamado ángulo de blaze) es de 63° 43'3" y el ángulo de incidencia es de 71°.

En la tabla siguiente se muestran las características de estas rejillas de difracción:

Grating	Lines/mm	Blaze Angle	Incidence Angle	Size
-> Echelle	79	63°>		
-> Echelle	79	63°43'3"	71°	128mm \times 254mm
-> X-Dispenser A	300	4°3'	-20°7'	165mm \times 135mm
X-Dispenser B	900	14°3'	-10°7'	165mm \times 135mm

For X-dispersers: 165 mm is the grating size perpendicular to ruling, width = 28 mm

Este espectrógrafo tiene una rendija ajustable, cuya abertura mínima es de 30 μ m y una máxima de 900 μ m. Si asumimos que usamos en el telescopio de 2.1 mts. el espejo secundario que nos permite una razón focal de f/7.5, la escala de placa que obtendremos será de 1.33 \times 10⁻²"/ μ m, para esto, la óptima abertura de la rendija es de 2 segundos de arco, es decir, de 150 μ m. enseguida se muestra una tabla en la cual vemos diferentes aberturas de rendija y su equivalencia en segundos de arco:

Arcseconds	μ m	Arcseconds	μ m
0.5	38	2.0	150
1.0	75	2.5	188
1.5	113	3.0	225

La proyección de los órdenes en un espectro obtenido en el plano focal de la cámara UCL en el espectrógrafo ECHELLE se muestran en la siguiente figura:

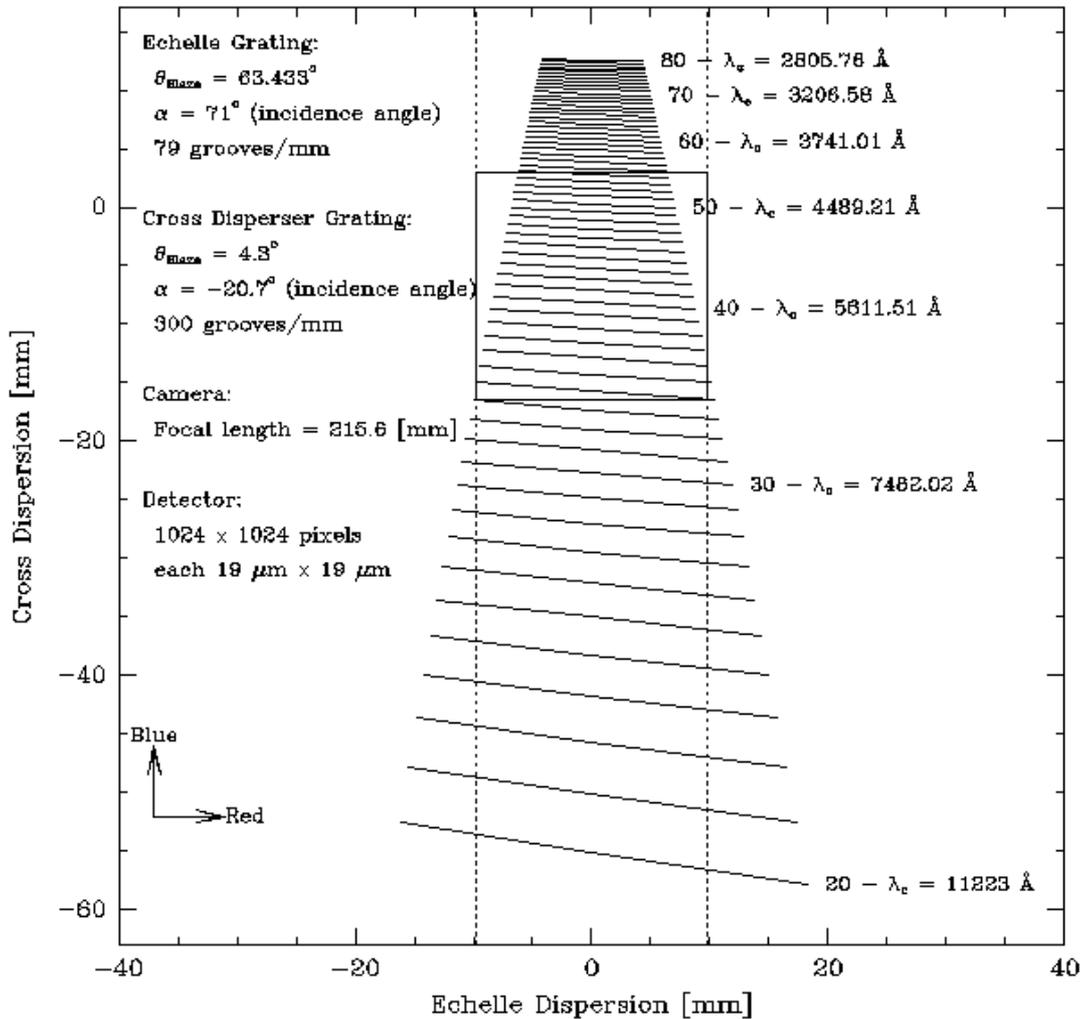


Fig. (III.2).- Diagrama que muestra la posición de los órdenes para la cámara UCL.

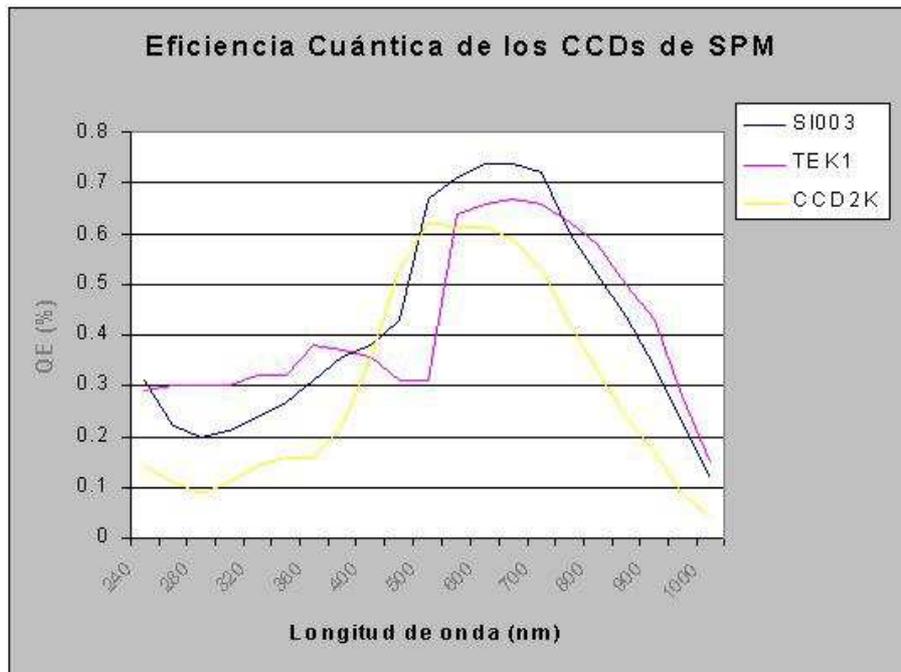
III.1.3.- CCD's

Los CCD's que se utilizaron en estas observaciones fue el CCD 2000 y el CCD SITE3, el primero tiene 2048 x 2048 pixeles, cada uno con una dimensión de 14 μm x 14 μm , recubierto con una película de Metachrome II, mientras que el segundo tiene un arreglo bidimensional de 1024 x 1024 pixeles, cada uno de 24 μm x 24 μm , este detector tiene un recubrimiento de Metachrome II y VISAR para mejorar su respuesta en el azul. A continuación se darán las especificaciones técnicas de estos detectores.

Para el CCD 2000 tenemos:

- Corriente oscura (modo MPP): 2.0 electrones/hora/pixel

- Capacidad del pozo (modo MPP): 123,000 electrones
- Bias medio (ganancia 1): 390 ADU
- Convertidor A/D de 16 bits A/D con lectura a 40KHz
- Ganancia medida a ganancia 1: 1.89 electrones/ADU
Ruido de lectura: 4.8 electrones RMS
- Ganancia medida a ganancia 4: 0.5 electrones/ADU
Ruido de lectura: 4.4 electrones RMS
- Linearidad dentro de 0.58%



y la eficiencia cuántica (QE) para cada región del espectro electromagnético, se dará a continuación.

□ Long. de onda Å	QE %	Long. de onda Å	QE %
2400	14	5500	64
2600	10	6000	63
2800	9	6500	60
3000	11	7000	54
3200	14	7500	42
3400	15	8000	31
3600	15	8500	23
3800	22	9000	22
4000	37	9500	8
4500	55	10000	4
5000	64		

Mientras que para el CCD SITE (SI003) tenemos las siguientes especificaciones:

- Corriente oscura: 0.02 electrones/segundo/pixel
- Capacidad del pozo: ~ 300,000 electrones
- Convertidor A/D de 16 bits con lectura a 200 KHz
- Ganancia medida a ganancia 1: 5.0 electrones/ADU
Ruido de lectura: 14.5 electrones RMS
- Ganancia medida a ganancia 4: 1.2 electrones/ADU
Ruido de lectura: 7.8 electrones RMS
- Linearidad dentro de 0.45%

La curva de transmitancia, también llamada eficiencia cuántica, para cada uno de estos CCDs, se muestra a continuación:

Fig. (III.3).- Eficiencia cuántica para cada uno de los CCDs utilizados en San Pedro Mártir

El CCD 2000 tiene su máxima eficiencia entre los 5,000 y los 6,500 Å y que es un poco mas del 60%, mientras que el SITE SI003 tiene su máxima eficiencia a los 6,500 Å aproximadamente y que es de aproximadamente del 75%.

III.2.- Objetos Observados.

El log de las observaciones de los objetos en esta tesis se muestra en la Tabla 1 fueron obtenidas con el espectrógrafo del ECHELLE unido al telescopio de 2,1 m del Observatorio Astronómico Nacional durante diversas temporadas de observación a partir de 1993 hasta 2002. El cubrimiento espectral que se escogió fue de 3200 a 7000 Å. Utilizamos distintos CCDs cuyos tamaños pixel varían entre 15 y 24 micras, con una resolución espectral correspondiente de 13 a 18 Km. /s.

Los objetos que se observaron fueron seis, WZ Sge, AE Aqr, EY Cyg, SS Aur, V751 Cyg y 1WGA J1958.2+3232, las características de cada unos de estos objetos se dará a continuación.

Nombre	Periodo Orbital (Días)	Magnitud (V)	Ascensión recta (α)	Declinación (δ)
EY Cyg	0.4594	15.5	19 54 36.77	+32 21 54.7
AE Aqr	0.4116	11.8	20 40 09.16	-00 52 15.1
SS Aur	0.1837	14.5	06 13 22.44	+47 44 25.7
1WGA J1958.2+3232	0.1813	15.0	19 58 14.50	+32 32 41.9
V751 Cyg	0.1449	14.5	20 52 12.83	+44 19 25.9
WZ Sge	0.0565	11.5 ^b	20 07 36.53	+17 42 15.3

Sin embargo, en este trabajo no nos enfocamos a estos seis objetos y no están incluidos en el artículo. La siguiente tabla contiene los datos de los objetos de nuestro estudio.

Nombre	Periodo Orbital (Días)	Magnitud (V)	Ascensión recta (α)	Declinación (δ)
KT Per	0.1626	11.5 - 15.4	01 37 8.72	+50 57 20.0
TZ Per	0.2629	12.3 - 15.6	02 13 50.99	+58 22 52.7

Tabla (I): Objetos observados y sus parámetros.

III.2.1.- KT Per

KT Per fue primeramente reportada por Romano (1962) y Lochel (1965) y reportan que es una estrella variable del subtipo Z – Cam con una periodicidad en sus erupciones de 12 días. Estudios posteriores de Szkody y Mattei (1984) indican una periodicidad en sus erupciones entre 19 y 37 días con una media de 26 días. Sherrington (1983) (IR) y Jameson (1983) (UBV) han estimado un periodo orbital entre 5.78 horas y 72 horas basados en su fotometría, sin embargo, Szkody y Mattei están a favor de un periodo orbital entre 0.47 horas, 3.46 horas y 3.7 horas, basados en la duración del inicio, constancia y declive de sus erupciones, respectivamente. El primer estudio de la velocidad radial para este objeto. Bruch y Diaz (1993) proponen un periodo orbital de 3.9 horas- Este mismo periodo es confirmado por Thorstensen y Ringwald (1997) quienes demuestran que el periodo es muy cercano a 0.1627 días, pero con un posible periodo de 0.1618 días.

En la Figura III.4 mostramos el campo estelar en el cual se encuentra este objeto.

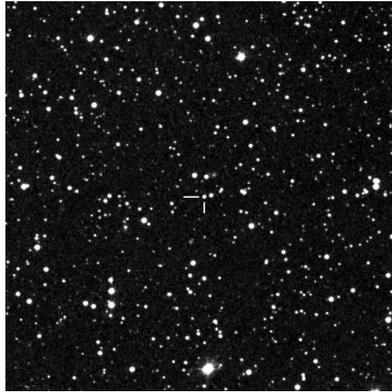


Fig. (III.4).- Campo estelar que muestra a la Nova Enana KT Per

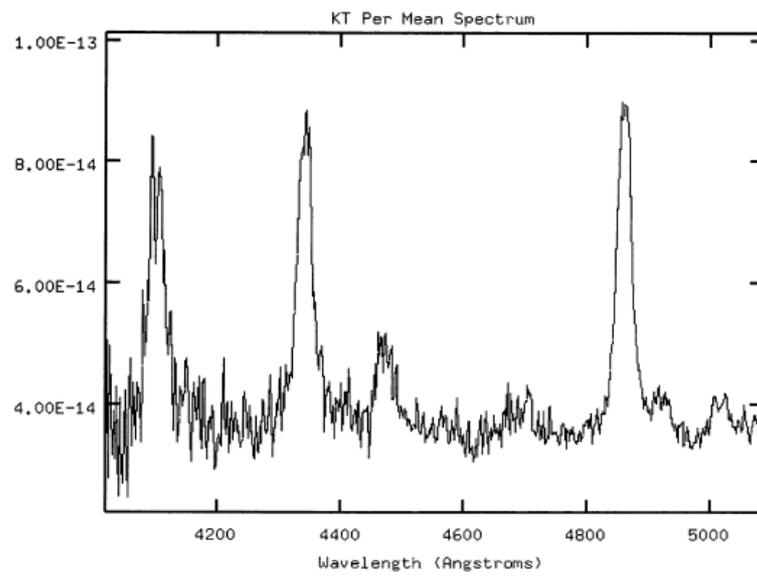


Fig. III.5.- Espectro de emisión de KT Per

III.2.2.- TZ Per

Tz Per es una nova enana del subtipo Z – Cam, reportes recientes por Gapsschkin (1939) indican una periodicidad de erupciones de alrededor de 17 días. Szkody y Mattei (1984) reportan un intervalo de tiempo entre erupciones entre 4 y 27 días con una media de 17 días. Echevarria (1983) predice un periodo orbital entre 6.33 y 7.9 horas basado en los colores UBV, mientras que Szkody y Mattei (1984) predicen periodos alrededor de 6.03, 6.03 y 3.7 horas basados en la duración del inicio, constancia y declive de sus erupciones, respectivamente. Se establece un periodo orbital de 6.2520 horas de un estudio de velocidad radial por Ringwald (1995).

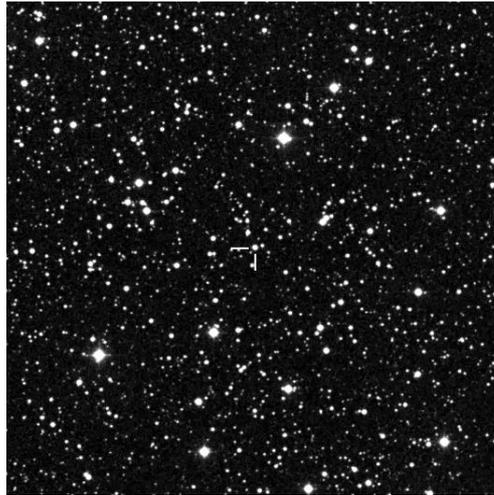
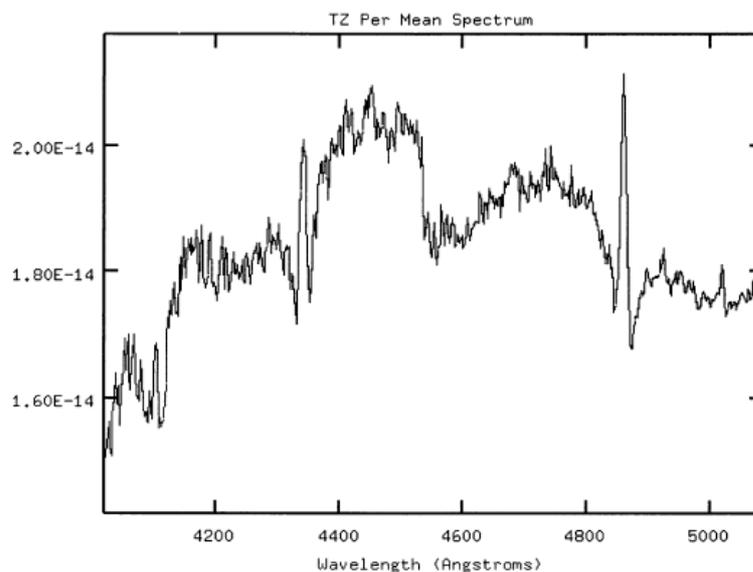


Fig. (III.7).- Campo estelar donde se encuentra TZ Per y la cual se muestra al centro.



ig. (III.9).- Espectro de emisión de TZ Per para las tres noches de observacion

Para ambos objetos las observaciones fueron hechas con el espectrógrafo Boller & Chivens unido al telescopio de 2.1 metros del Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Martir.

Observamos KT Per la noche del 6 de noviembre de 1991 y TZ Per durante las noches del 6 al 8 de noviembre del mismo año utilizando una rejilla de difracción de 600 líneas mm^{-1} con un ángulo de blaze de $8^\circ.63$ con un CCD de Thomson de 384×576 para cubrir un rango espectral de $\lambda 4040\text{\AA}$ a $\lambda 5100\text{\AA}$. Utilizamos una apertura de rendija de $120\ \mu\text{m}$ que corresponde a 1.6 segundos de arco. La resolución espectral es de 3.9\AA . El log de las observaciones se muestran en las tablas 1 y 2 respectivamente y las estrellas espectrofotométricas que fueron observadas y utilizadas para la calibración de los flujos estelares fueron HD 17520, HD 192281, HD 212948. La estrella estándar de tipo tardío que fue observada es HR 1588. Las condiciones climáticas fueron de cielo claro y el seeing en el telescopio utilizado fue de 1 segundo de arco.

LOG OF OBSERVATIONS OF KT PER

Frame	Date (UT)	Exp. T. (s)	UT (h m s)	ST (h m s)	Frame	Date (UT)	Exp. T. (s)	UT (h m s)	ST (h m s)
kt001	08 Nov 91	600	05 47 50	01 14 30	kt010	08 Nov 91	600	07 56 40	03 23 43
kt002	08 Nov 91	600	05 58 05	01 24 47	kt011	08 Nov 91	600	08 08 40	03 35 45
kt003	08 Nov 91	600	06 09 20	01 36 04	kt012	08 Nov 91	600	08 19 05	03 46 22
kt004	08 Nov 91	600	06 40 25	02 07 14	kt013	08 Nov 91	600	08 31 05	03 58 14
kt005	08 Nov 91	600	06 50 50	02 17 41	kt014	08 Nov 91	600	08 41 10	04 08 21
kt006	08 Nov 91	600	07 01 45	02 28 38	kt015	08 Nov 91	600	08 53 10	04 20 23
kt007	08 Nov 91	600	07 12 45	02 39 43	kt016	08 Nov 91	600	09 03 30	04 30 45
kt008	08 Nov 91	600	07 34 45	03 01 45	kt017	08 Nov 91	600	09 14 02	04 41 17
kt009	08 Nov 91	600	07 45 20	03 12 20

Tabla 1.- Log de observaciones para la Nova Enana KT Per

LOG OF OBSERVATIONS OF TZ PER

Frame	Date (UT)	Exp. T. (s)	UT (h m s)	ST (h m s)	Frame	Date (UT)	Exp. T. (s)	UT (h m s)	ST (h m s)
tz001	05 Nov 91	600	05 40 10	00 50 15	tz034	07 Nov 91	600	07 16 30	02 39 06
tz002	05 Nov 91	600	06 00 30	01 18 34	tz035	07 Nov 91	600	07 27 10	02 49 49
tz003	05 Nov 91	600	06 13 00	01 31 17	tz036	07 Nov 91	600	07 37 50	03 00 06
tz004	05 Nov 91	600	06 23 30	01 41 38	tz037	07 Nov 91	600	07 50 35	03 13 18
tz005	05 Nov 91	600	06 38 36	01 56 57	tz038	07 Nov 91	600	08 01 45	03 24 00
tz007	05 Nov 91	600	07 03 60	02 21 15	tz039	07 Nov 91	600	08 13 15	03 36 02
tz009	05 Nov 91	600	07 30 06	02 48 25	tz040	07 Nov 91	600	08 25 40	03 48 30
tz010	05 Nov 91	600	07 40 42	02 59 05	tz041	07 Nov 91	600	08 36 15	03 59 06
tz011	05 Nov 91	600	07 55 06	03 13 31	tz042	07 Nov 91	600	08 48 05	04 10 58
tz012	05 Nov 91	600	08 06 12	03 24 49	tz043	07 Nov 91	600	09 00 50	04 23 55
tz013	05 Nov 91	600	08 17 36	03 36 15	tz044	07 Nov 91	600	09 12 40	04 35 38
tz014	05 Nov 91	600	08 32 12	03 50 44	tz045	07 Nov 91	600	09 23 55	04 46 55
tz015	05 Nov 91	600	08 43 00	04 01 35	tz046	07 Nov 91	600	09 36 45	04 59 47
tz016	05 Nov 91	600	08 54 12	04 12 47	tz047	07 Nov 91	600	09 47 55	05 10 59
tz017	05 Nov 91	600	10 45 50	06 04 45	tz048	07 Nov 91	600	09 58 45	05 21 51
tz018	05 Nov 91	600	10 56 48	06 15 55	tz049	07 Nov 91	600	10 11 25	05 34 32
tz019	05 Nov 91	600	11 08 60	06 27 00	tz050	07 Nov 91	600	10 22 33	05 45 46
tz020	07 Nov 91	600	03 32 15	22 44 11	tz051	07 Nov 91	600	10 33 15	05 56 17
tz021	07 Nov 91	600	03 56 00	23 18 11	tz052	07 Nov 91	600	10 46 15	06 09 17
tz022	07 Nov 91	600	04 06 48	23 23 00	tz053	07 Nov 91	600	10 57 15	06 20 40
tz023	07 Nov 91	600	04 22 22	23 44 31	tz054	07 Nov 91	600	11 07 32	06 31 10
tz024	07 Nov 91	600	04 32 45	23 54 55	tz056	08 Nov 91	600	03 44 27	23 10 45
tz025	07 Nov 91	600	04 55 35	00 17 50	tz057	08 Nov 91	600	03 57 10	23 23 40
tz026	07 Nov 91	600	05 07 10	00 29 24	tz058	08 Nov 91	600	04 09 00	23 35 23
tz027	07 Nov 91	600	05 17 30	00 39 46	tz059	08 Nov 91	600	04 19 15	23 45 40
tz029	07 Nov 91	600	05 43 20	01 05 40	tz060	08 Nov 91	600	04 30 37	23 57 03
tz031	07 Nov 91	600	06 07 00	01 29 24	tz061	08 Nov 91	600	04 44 46	00 11 15
tz032	07 Nov 91	600	06 18 20	01 40 46	tz062	08 Nov 91	600	04 57 20	00 23 51
tz033	07 Nov 91	600	06 29 05	01 51 33	tz063	08 Nov 91	600	05 08 59	00 35 30

Tabla 2.- Log de observaciones para la Nova Enana TZ Per

Referencias:

- Romano, G. 1962 IBVS....3....1R
Lochel, K 1965 IBVS..113....2L
Szkody, P.; Mattei, J. A. 1984 PASP...96..988S
Sherrington, M. R.; 1983 MNRAS.205..265S
Jameson, R. F. 1983 iue..prop.1617J
Bruch, A.; Diaz, M. 1993 A&A...268..694R
Thorstensen, J. R.; Ringwald, F. A. 1997 PASP..109..483T
Gapsschkin, S. 1939 HA, 108, No. 1
Echevarria, J. 1983 D. Phil. Thesis, University of Sussex
Ringwald, F. A. 1995 MNRAS.274..127R

Capítulo IV

Resultados

IV.1.- KT Per

IV.2.- TZ Per

IV.1.- KT Per

En este capítulo enlistaremos los resultados a los que llegamos para cada uno de los objetos observados. Cada uno de estos parámetros orbitales fueron obtenidos después de un gran número de observaciones de los objetos. El log de las observaciones se puede ver en el apéndice (IV). Para KT Per se tienen los siguientes resultados.

El espectro para KT Per observado durante su estado de quietud se muestra en la figura (). Este objeto muestra fuertes y anchas líneas de emisión en H β , H γ y H δ mas débiles líneas en HeI tales como $\lambda 4471$, $\lambda 4922$ y 5015 \AA así como de HeII tales como $\lambda 4686 \text{ \AA}$ también en emisión. Estas líneas presentan, en general, un perfil de doble pico pero no siempre, con una componente roja presente en varias fases. No se pudo detectar el espectro de absorción de la estrella secundaria y no hay correlación cruzada con la estrella estándar K4III y no se produjo ningún resultado razonable.

Medimos las líneas de la serie de Balmer H β y H γ usando el método de Scneider & Young (1980) en las cuales, unas gaussianas positiva y una negativa con un ancho y separación fijas se convolucionan con la línea espectral con el cero de esta convolución tomada como su velocidad. Seguimos el método descrito por Shafter (1983) para minimizar la razón σ/K_{em} .

Se muestra en la figura IV.1 la curva de velocidad radial para KT Per, seguida de tres posibles velocidades orbitales. Caso A; en el panel superior a TR97 Caso 1, la dispersión es mas alta que en los siguientes dos casos. En el caso B; panel central, se muestra un resultado de baja dispersión, el valor del periodo es ligeramente diferente del caso 2 de TR97 y para el caso C; panel inferior, la mayoría de los datos están razonablemente ajustados excepto para las dos velocidades obtenidas en JD 7852 y una observación obtenida en HA durante una corrida en octubre de 1989. No obstante, estos últimos puntos tienen datos cercanos, los cuales están bien ajustados, por lo tanto consideramos que esta desviación es debido a los errores observacionales. Si tomamos estos tres puntos, el ajuste no mejora mucho con respecto al caso B ($\sigma = 49.62$), por esta razón creemos que la mejor solución para los objetos es el caso B, con un periodo orbital de $0.16265777 \pm 0.00000001$ días. Este valor es el mas cercano a TR97 Caso 2.

La semiamplitud de la curva de velocidad radial $K_{em} = 136 \text{ Km s}^{-1}$ para nuestra mejor solución es también muy similar a la obtenida usando las observaciones RBD92 en octubre mas TR97 de noviembre con un periodo de 0.16264 días.

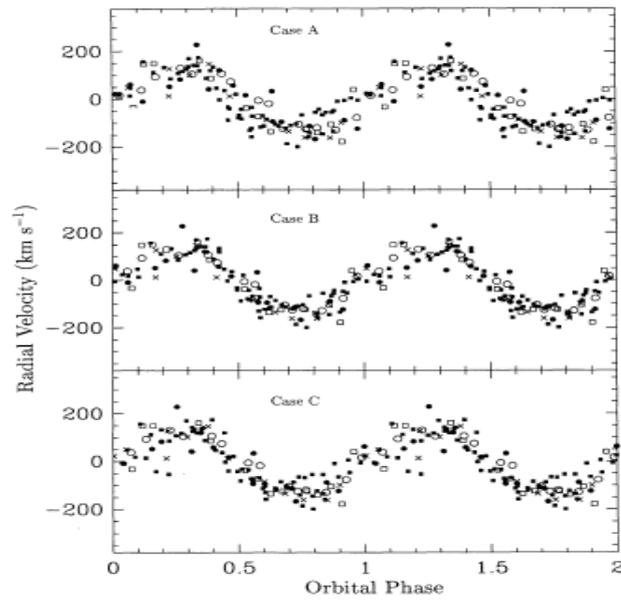


Fig. IV.1.- Curva de velocidad radial de KT Per como fuencion de la fase orbital para tres diferentes periodos. Los puntos rellenos y huecos corresponden a los datos de H β obtenidos por Ratering, Bruch y Diaz (1993). Las cruces corresponden a los datos en H α tomados por los mismos autores (1989). Los cuadros solidos corresponden a las mediciones de Thorstensen y Ringwald (1997) obtenidas durante varias noches en 1989 y los cuadros en blanco corresponden a nuestras observaciones en H β obtenidas en 1991.

Para KT Per se midieron las líneas de la serie de Balmer H β y H α usando el método de Schneider y Young (1980) en el cual se ajusta el ancho de una Gaussiana positiva y negativa y la separación es convolucionada con las líneas espectrales y el cero de esta convolucion se toma como la velocidad. Seguimos el método de Shafter (1983) para minimizar la razón σ/K_{em} y para este propósito se utilizaron rutinas de IRAF. Los resultado de las velocidades radiales se muestran en la tabla IV.1

RADIAL VELOCITIES FOR KT PER^a

HJD $_{\odot}$ (2440000+)	H β	H γ	HJD $_{\odot}$ (2440000+)	H β	H γ
8568.7496	- 3	161	8568.8390	-106	- 80
8568.7567	182	324	8568.8474	- 95	-188
8568.7645	179	189	8568.8629	- 95	7
8568.7933	191	196	8568.8699	-109	- 86
8568.8009	116	103	8568.8783	- 75	19
8568.8238	- 8	111	8568.8854	-147	54
8568.8311	-44	44	8568.8927	69	93

^a In km s⁻¹.

Para KT Per se tienen los siguientes resultados.

La figura III.5 muestra el espectro medio para tres noches de observación. Observamos anchas líneas de H en absorción con angostas e intensas líneas en emisión. Esta es una muy visible banda de absorción desde $\lambda 4540$ a $\lambda 4680$ Å. Esta banda es también vista en el espectro obtenido por Bruch & Schimpke (1992) y su origen es desconocido. Es posible que consista principalmente a la presencia de líneas de FeI.

Nuestras observaciones de TZ Per fueron hechas durante su ciclo de erupción seguidas de las observadas por Ringwald (1995), solo diez días después de sus observaciones. De acuerdo a la curva de luz de la AAVSO, muestran en Ringwald (1995) que el sistema fue observado entre $V = 13.0$ y $V = 13.5$ magnitudes. El mínimo de luz ocurrió dos días después de nuestras observaciones en $V = 13.8$ magnitud. Desde que TZ Per ha sido observada en momentos de frecuente estallidos, no ha sido posible observar el sistema en estado de quietud y así detectar la estrella secundaria.

Medimos los centros de emisiones angostas de una manera similar descrita anteriormente. Ya que las líneas centrales de emisión son estrechas, la separación y el ancho de las dos Gaussianas dio un mejor resultado para $a = 7$ Å y un ancho de 6 Å. La separación del ajuste para las dos gaussianas fue mejor para una alrededor de 3 Å. Estos resultados se muestran en la tabla (). Nuestros datos fueron primero probados por aparte y los resultados son mostrados en la tabla IV.2. Los datos fueron combinados con los obtenidos por Ringwald (1995) para mejorar la línea de base de tiempo.

IV.2.- TZ Per

Como en el caso de KT Per, esto fue hecho después de ajustar todas las observaciones a una $\gamma = 0$ de velocidad. Los resultados están dados en la tabla IV.2 y en la figura IV.2. El mejor periodo orbital obtenido, con los datos combinados, es de 0.2629062 ± 0.0000008 días. Este valor es mayor que el reportado por Ringwald (1995) 0.2605 ± 0.0004 días. Aunque hemos combinado observaciones en estados de erupción y en quietud solo nuestras propias observaciones garantizan un periodo grande. La semiamplitud de la curva de velocidad radial esta dentro de los errores compatibles con los obtenidos por Ringwald (1995).

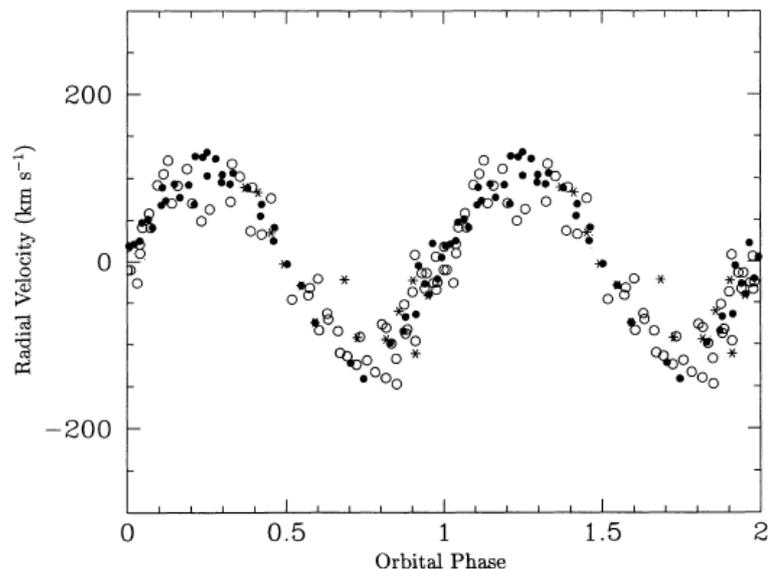


Fig. IV.2.- Curva de velocidad radial de TZ Per. Los círculos abiertos representan nuestras observaciones durante la declinación de la estrella. Los asteriscos a los datos tomados en 1995 por Ringwald y los círculos rellenos representan los datos cerca del mínimo tomados en 1991.

ORBITAL PARAMETERS OF TZ PER

	γ (km s ⁻¹)	K_{em} (km s ⁻¹)	HJD _⊙ (2448545+)	P_{orb} (days)	σ
H β (this paper)	-20.86 ± 4.02	107.03 ± 5.34	0.199 ± 0.002	0.26424 ± 0.00001	26.4
H β (all data)	$[-1.7] \pm 2.47$	107.57 ± 3.49	0.31287 ± 0.00005	0.2629062 ± 0.0000008	24.4

Tabla IV.2 Parámetros orbitales para TZ Per

Referencias:

- Schnider, D. P.; Young, P. 1980 Apj, 238, 946
 Shafter, A. W. 1983, ApJ, 267, 222
 Bruch, A.; Diaz, M. 1993 A&A...268..694R
 Thorstensen, J. R.; Ringwald, F. A. 1997 PASP..109..483T
 Schnider, D. P.; Young, P. 1980 Apj, 238, 946
 Bruch, A. & Schimpke, T. 1992, A&AS, 93, 419
 Ringwald, F. A. 1995 MNRAS.274..127R

Capítulo V

Artículo publicado

V.1.- ESTUDIO DE LAS VELOCIDADES RADIALES DE
LAS NOVAS ENANAS KT Per y TZ Per

RADIAL VELOCITY STUDY OF THE DWARF NOVAE KT PER AND TZ PER

J. Echevarría, L. Pineda, and R. Costero

Instituto de Astronomía
Universidad Nacional Autónoma de México

Received 1998 March 5; accepted 1999 August

RESUMEN

Se presentan medidas de velocidad radial de las novae enanas KT Per y TZ Per, con las que se mejoran las estimaciones de sus parámetros orbitales. Para KT Per encontramos un periodo orbital de $0.16265777 \pm 0.00000001$ días y una semiamplitud de $K_{em} = 135 \pm 6 \text{ Km s}^{-1}$ mientras que para TZ Per se encuentran valores del periodo de 0.2629062 ± 0.00000008 días y una semiamplitud de $K_{em} = 107 \pm 3 \text{ Km s}^{-1}$.

ABSTRACT

We present radial velocity observations of the dwarf novae KT Per and TZ Per, that allow us to improve their orbital parameters. For KT Per we find an orbital period of $0.1626577710.00000001$ days and a semi-amplitude $K_{em} = 13616 \text{ km s}^{-1}$, while for TZ Per an orbital period of 0.2629062 ± 0.00000008 days and a semi-amplitude $K_{em} = 107 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$ are found.

Key words: BINARY CLOSE - STAR INDIVIDUAL : KT PER, TZ PER – STARS: NOVAE, CATAclysmic VARIABLES

1. INTRODUCTION

Dwarf Novae are a subclass of Cataclysmic Variables which have semidetached late-type secondary stars undergoing mass transfer onto a white-dwarf primary. Outbursts are frequent in these objects

with timescales ranging from a few days to several weeks (see recent review by Warner 1995). The spectra of dwarf novae at minimum light or quiescence usually show strong, broad lines of H and He I in emission, while during outburst the same lines are seen in shallow absorption. In this paper we report low-resolution observations of the dwarf novae KT Per and TZ Per.

First reports of KT Per by Romano (1962) and Lochel (1965) indicated a Z Cam sub-type variable with an outburst periodicity of about 12d. Later studies by Szkody & Mattei (1984) indicate an outburst periodicity between 19 and 37d with a mean of 26d. Sherrington & Jameson (1983) (IR) and Echevarría (1983) (UBV) estimate an orbital period between 5.78 and 7.2h based on the photometric colours, but Szkody and Mattei argue in favour of a period around 0.47, 3.46 and 3.7h based on the outburst, rise and decline lengths, respectively. The first radial velocity study for this object, by Ratering, Bruch, & Diaz (1993) yield an orbital period around 3.9h. This is confirmed by Thorstensen & Ringwald (1997), who show that the period is more likely to be near 0.1627d, but with a possible period near 0.1618d. TZ Per is a Z Cam sub-type dwarf nova early reported by Gaposchkin (1939) with an outburst periodicity of around 17d. Szkody & Mattei (1984) report an outburst interval between 4 and 27d with a mean of 17d. Echevarría (1983) predicts an orbital period between 6.33 and 7.9h, based on the UBV colours, while Szkody & Mattei (1984) estimate periods around 6.03, 6.03 and 3.70h based on the outburst, rise, and decline lengths, respectively. From a radial velocity study by Ringwald (1995) a period of 6.2520h is established.

2. OBSERVATIONS

The observations were obtained with the Boller & Chivens Spectrograph, attached to the 2.1m telescope at the Observatorio Astronómico Nacional at San Pedro Mártir. We observed KT Per

TABLE 1

LOG OF OBSERVATIONS OF KT PER

Frame	Date (UT)	Exp. T. (s)	UT (h m s)	ST (h m s)	Frame	Date (UT)	Exp. T. (s)	UT (h m s)	ST (h m s)
kt001	08 Nov 91	600	05 47 50	01 14 30	kt010	08 Nov 91	600	07 56 40	03 23 43
kt002	08 Nov 91	600	05 58 05	01 24 47	kt011	08 Nov 91	600	08 08 40	03 35 45
kt003	08 Nov 91	600	06 09 20	01 36 04	kt012	08 Nov 91	600	08 19 05	03 46 22
kt004	08 Nov 91	600	06 40 25	02 07 14	kt013	08 Nov 91	600	08 31 05	03 58 14
kt005	08 Nov 91	600	06 50 50	02 17 41	kt014	08 Nov 91	600	08 41 10	04 08 21
kt006	08 Nov 91	600	07 01 45	02 28 38	kt015	08 Nov 91	600	08 53 10	04 20 23
kt007	08 Nov 91	600	07 12 45	02 39 43	kt016	08 Nov 91	600	09 03 30	04 30 45
kt008	08 Nov 91	600	07 34 45	03 01 45	kt017	08 Nov 91	600	09 14 02	04 41 17
kt009	08 Nov 91	600	07 45 20	03 12 20

TABLE 2

LOG OF OBSERVATIONS OF TZ PER

Frame	Date (UT)	Exp. T. (s)	UT (h m s)	ST (h m s)	Frame	Date (UT)	Exp. T. (s)	UT (h m s)	ST (h m s)
tz001	05 Nov 91	600	05 40 10	00 50 15	tz034	07 Nov 91	600	07 16 30	02 39 06
tz002	05 Nov 91	600	06 00 30	01 18 34	tz035	07 Nov 91	600	07 27 10	02 49 49
tz003	05 Nov 91	600	06 13 00	01 31 17	tz036	07 Nov 91	600	07 37 50	03 00 06
tz004	05 Nov 91	600	06 23 30	01 41 38	tz037	07 Nov 91	600	07 50 35	03 13 18
tz005	05 Nov 91	600	06 38 36	01 56 57	tz038	07 Nov 91	600	08 01 45	03 24 00
tz007	05 Nov 91	600	07 03 60	02 21 15	tz039	07 Nov 91	600	08 13 15	03 36 02
tz009	05 Nov 91	600	07 30 06	02 48 25	tz040	07 Nov 91	600	08 25 40	03 48 30
tz010	05 Nov 91	600	07 40 42	02 59 05	tz041	07 Nov 91	600	08 36 15	03 59 06
tz011	05 Nov 91	600	07 55 06	03 13 31	tz042	07 Nov 91	600	08 48 05	04 10 58
tz012	05 Nov 91	600	08 06 12	03 24 49	tz043	07 Nov 91	600	09 00 50	04 23 55
tz013	05 Nov 91	600	08 17 36	03 36 15	tz044	07 Nov 91	600	09 12 40	04 35 38
tz014	05 Nov 91	600	08 32 12	03 50 44	tz045	07 Nov 91	600	09 23 55	04 46 55
tz015	05 Nov 91	600	08 43 00	04 01 35	tz046	07 Nov 91	600	09 36 45	04 59 47
tz016	05 Nov 91	600	08 54 12	04 12 47	tz047	07 Nov 91	600	09 47 55	05 10 59
tz017	05 Nov 91	600	10 45 50	06 04 45	tz048	07 Nov 91	600	09 58 45	05 21 51
tz018	05 Nov 91	600	10 56 48	06 15 55	tz049	07 Nov 91	600	10 11 25	05 34 32
tz019	05 Nov 91	600	11 08 60	06 27 00	tz050	07 Nov 91	600	10 22 33	05 45 46
tz020	07 Nov 91	600	03 32 15	22 44 11	tz051	07 Nov 91	600	10 33 15	05 56 17
tz021	07 Nov 91	600	03 56 00	23 18 11	tz052	07 Nov 91	600	10 46 15	06 09 17
tz022	07 Nov 91	600	04 06 48	23 23 00	tz053	07 Nov 91	600	10 57 15	06 20 40
tz023	07 Nov 91	600	04 22 22	23 44 31	tz054	07 Nov 91	600	11 07 32	06 31 10
tz024	07 Nov 91	600	04 32 45	23 54 55	tz056	08 Nov 91	600	03 44 27	23 10 45
tz025	07 Nov 91	600	04 55 35	00 17 50	tz057	08 Nov 91	600	03 57 10	23 23 40
tz026	07 Nov 91	600	05 07 10	00 29 24	tz058	08 Nov 91	600	04 09 00	23 35 23
tz027	07 Nov 91	600	05 17 30	00 39 46	tz059	08 Nov 91	600	04 19 15	23 45 40
tz029	07 Nov 91	600	05 43 20	01 05 40	tz060	08 Nov 91	600	04 30 37	23 57 03
tz031	07 Nov 91	600	06 07 00	01 29 24	tz061	08 Nov 91	600	04 44 46	00 11 15
tz032	07 Nov 91	600	06 18 20	01 40 46	tz062	08 Nov 91	600	04 57 20	00 23 51
tz033	07 Nov 91	600	06 29 05	01 51 33	tz063	08 Nov 91	600	05 08 59	00 35 30

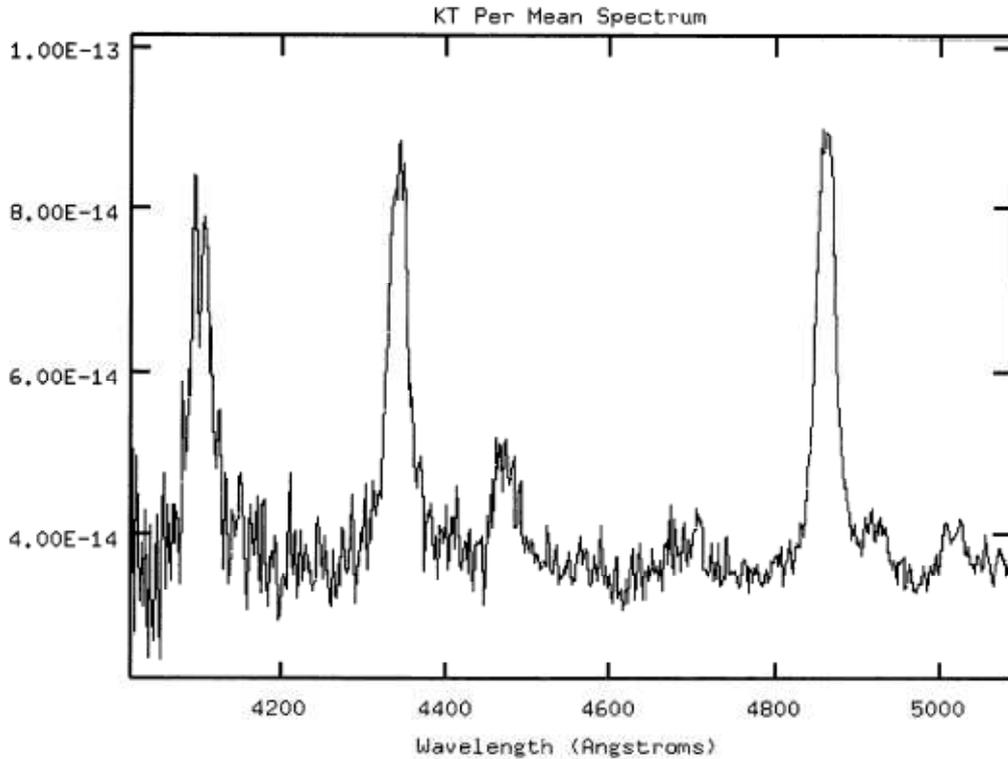


Fig. 1. The mean spectrum of KT Per.

during November 6 1991 and TZ Per during November 6 to 8 1991. We used a 600 lines mm^{-1} grating near its blaze angle of $8^{\circ}.63$ with a 384×576 , 23 μm Thomson CCD to cover a spectral range from $\lambda 4040$ to $\lambda 5100$. We used a slit width of 120 μm corresponding to 1.6 arcsec. The spectral resolution is around 3.9 \AA . The log of observations are shown in Tables 1 and 2, respectively. The spectrophotometric standard stars HD 17520, HD 192281, and HD 212948 were observed and used to calibrate the stellar fluxes. The late-type spectral standard star, HR 1588, was also observed. The weather was clear for all observations and the seeing at the telescope was around one arcsec.

3. DISCUSSION

3.1. KT Per

The mean spectra of KT Per, observed during a minimum, is shown in Figure 1. The object shows

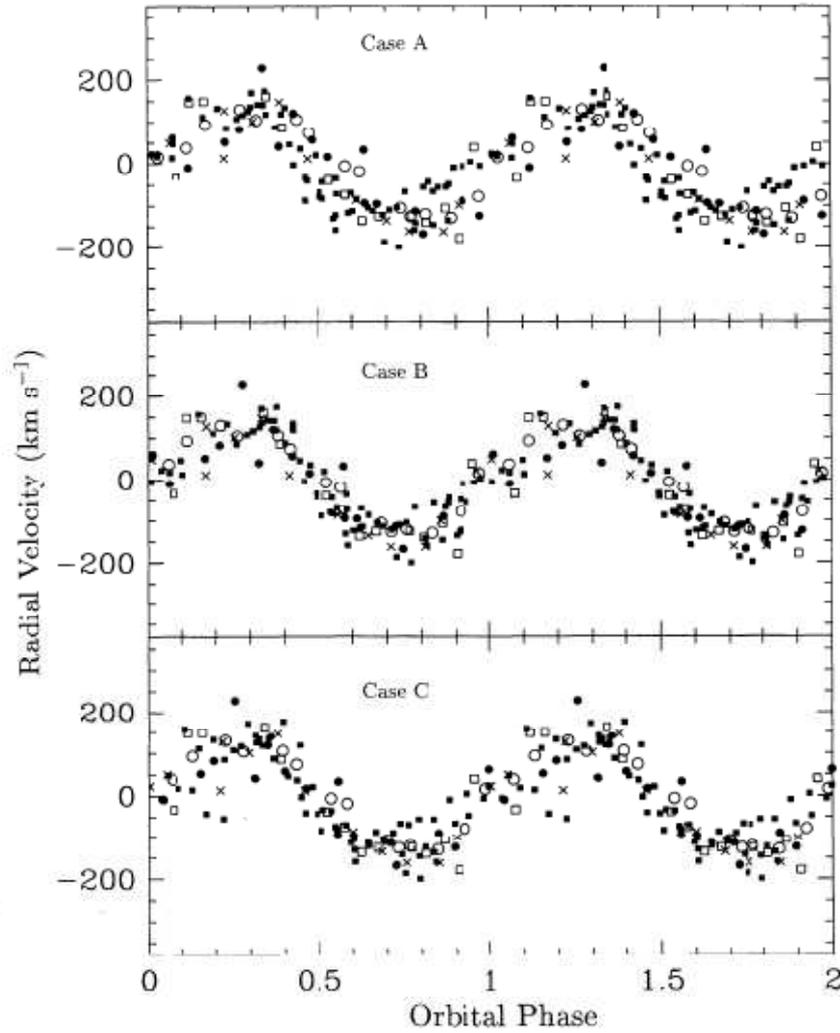
broad and strong H β , 117, and 116 emission lines, plus weak He I lines (like $\lambda 4471$, $\lambda 4922$ y $\lambda 5015$) and He II $\lambda 4686$ also in emission. The lines are in general double-peaked, but not always, with a dominant red peak present at several phases. We were unable to detect the absorption spectrum arising from the secondary star, and no cross-correlation with the K4111 standard star produced any reasonable results. We measured the 11,8 and 117 Balmer lines using the method of Schneider & Young (1980), in which a positive and negative Gaussians at fixed width and separation are convolved with the spectral line, with the zero of this convolution taken as the velocity. We followed the method described by Shafter (1983), to minimize the σ/Kern ratio. The rvsao IRAF package was used for this purpose. The radial velocity results are shown in Table 3. The quality of the results for H β is much better since this line is stronger and our detector more efficient at this wavelength. The separation and width of the two Gaussians gave best results for $a = 17 \text{ \AA}$ and a width of 6 \AA .

Ratering, Bruch, & Diaz (1993) (RBD93) and later Thorstensen & Ringwald (1997) (TR97), have measured the radial velocity of KT Per during quiescence and outburst. Our observations were obtained more than one year after the last published values, so an improved time baseline can be used to obtain better orbital parameters. A computer program to find the orbital

TABLE 3

RADIAL VELOCITIES FOR KT PER^a

HJD _⊙ (2440000+)	H β	H γ	HJD _⊙ (2440000+)	H β	H γ
8568.7496	- 3	161	8568.8390	-106	- 80
8568.7567	182	324	8568.8474	- 95	-188
8568.7645	179	189	8568.8629	- 95	7
8568.7933	191	196	8568.8699	-109	- 86
8568.8009	116	103	8568.8783	- 75	19
8568.8238	- 8	111	8568.8854	-147	54
8568.8311	-44	44	8568.8927	69	93

^a In km s⁻¹.

parameters of the binary was made. The program performs non-linear square fits with the Levenberg-Marquardt method, with a suitable iteration method to check for minimum internal χ and

external σ values. The program makes a detailed search for possible solutions covering a wide range of orbital periods. As a test we reproduced the Cases 1, 2, and 3 discussed by TR97 with identical results. We paid special attention to these cases to try to discard one of the period aliases. As a first step we combined only the H β data with those by RBD93. We adjusted the individual observing runs to a common zero γ velocity. We found *four possible* periods: 0.161825, 0.161859, 0.162657, and 0.162727 days with a similar sigma value of about 42.7. Thus, with this data only, we are unable to distinguish between the possible periods. As a second step, we combined the H β and H α , of all authors. This includes the October 1989 results by R8D93 and the November 1989 results by TR97. The results are shown in Table 4 and in Fig. 2 for three different cases simliaz to those of TR97.

TABLE 4

ORBITAL PARAMETERS OF KT PER

	γ (km s $^{-1}$)	K_{em} (km s $^{-1}$)	HJD $_{\odot}$ (2446643+)	P_{orb} (days)	σ
Case A	$[-4.8] \pm 4.7$	128.6 ± 6.7	0.4867 ± 0.0001	$0.16272927 \pm 0.00000001$	50.2
Case B	$[-1.9] \pm 4.0$	136.0 ± 5.7	0.52042 ± 0.00001	$0.16265777 \pm 0.00000001$	42.2
Case C	$[-6.7] \pm 4.5$	127.0 ± 6.2	0.5802 ± 0.0001	$0.16185958 \pm 0.00000001$	47.7

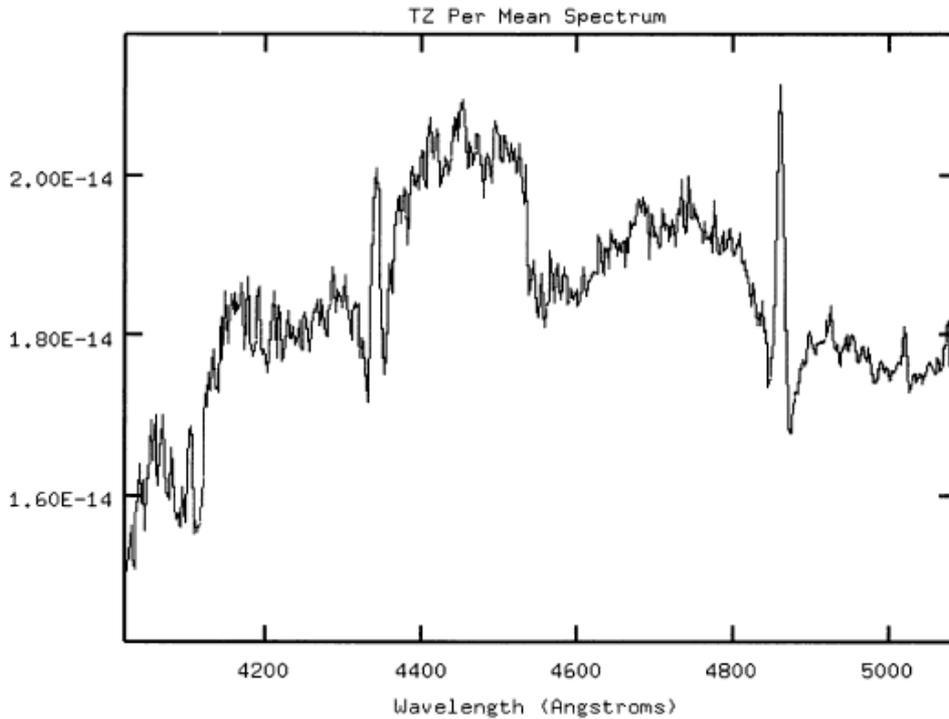
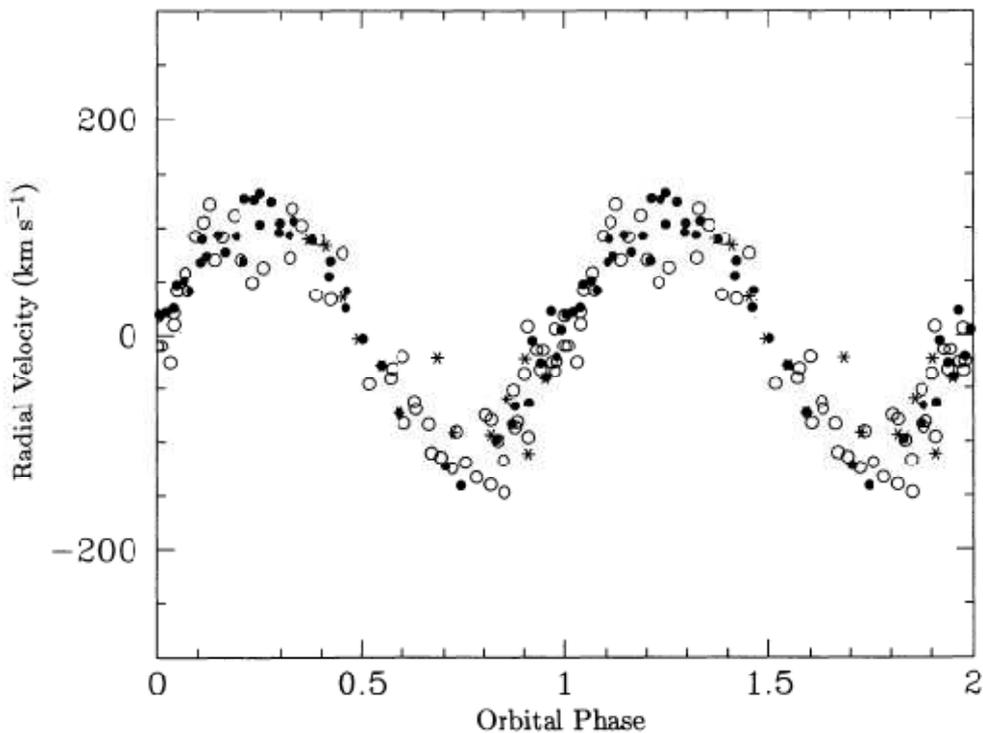


Fig. 3. The mean spectra of TZ Per for the three observing nights.

We show in Figure 2 the radial velocity curve of KT Per, folded for three possible orbital periods.

Case A (upper panel) has an orbital period similar to TR97 Case 1. The dispersion is higher than in the next two cases. In Case B (middle panel), we show the lowest dispersion solution. The period value is slightly different from the Case 2 in TR97.

For Case C (lower panel) most of the data are reasonably fitted, except the two velocities obtained at JD 7852 and an observation obtained during the Ha October 1989 run (JD 781143151). However, this last point have neighbouring data which are well fitted; therefore, we consider this deviation due to observational errors. If we take out these three points the fit does not improve very much with respect to Case B ($\sigma = 49.62$). For these reasons, we believe that the best solution to the object is that for Case B with an orbital period of $0.16265777 \pm 0.00000001$ days. This value is close to TR97 Case 2. The semi-amplitude of the radial velocity curve, $K = 136 \text{ km s}^{-1}$ for our best solutions is also similar to that obtained using the RBD93 October plus TR97 November observations with a period of 0.16264 days (see TR97, Table 2), regardless of our inclusion of outburst observations or combining different emission lines.



3.2. TZ Per

Figure 3 shows the mean spectrum for the three observing nights. We observed broad H lines in absorption, with narrow and strong emission cores. There is a very conspicuous absorption band from $\lambda 4540$ to $\lambda 4680$. This band is also seen in the spectrum by Bruch & Schimpke (1992) and its origin is unknown. It is possible that it consists mainly of a series of Fe I lines. Our observations of TZ Per were done during the outburst cycle following that observed by Ringwald (1995), only 10 days after his observations. According to the AAVSO light curve shown in Ringwald (1995), the system was observed between $V = 13.0$ and 13.5 mag. Minimum light occurred two days after our observations at $V = 13.8$. Since TZ Per was at the time undergoing frequent outbursts, it was not possible to observe the system at quiescence and to detect the secondary star. We measured the narrow emission core for Ha in a similar way to that described in the previous section. Since the emission core line is narrow, the separation and width of the two Gaussians

TABLE 5

RADIAL VELOCITIES FOR TZ PER^a

HJD _⊙ (2440000+)	H β						
8566.74389	- 67	8567.81080	- 53	8566.96378	81	8567.93277	0
8566.75801	- 62	8567.81821	- 42	8566.97156	16	8567.94000	37
8566.76669	-104	8567.82562	- 84	8567.65507	6	8567.94744	71
8566.77398	- 91	8567.83447	-105	8567.67156	20	8567.95646	100
8566.78447	-132	8567.84223	-135	8567.67906	20	8567.96410	70
8566.80141	-112	8567.85021	-145	8567.68987	84	8567.97124	90
8566.82023	- 97	8567.85883	-140	8567.69709	49	8568.66355	-101
8566.82760	-120	8567.86618	-154	8567.71294	49	8568.67239	-168
8566.83760	- 73	8567.87440	-161	8567.72099	28	8568.68060	-103
8566.84530	- 58	8567.88326	-138	8567.72816	42	8568.68772	-117
8566.85322	- 35	8567.89147	-108	8567.74610	96	8568.69561	- 55
8566.86336	- 47	8567.89929	- 13	8567.76254	68	8568.70544	- 55
8566.87086	- 31	8567.90820	- 35	8567.77041	12	8568.71417	- 31
8566.87864	- 47	8567.91584	- 15	8567.77787	55	8568.72226	- 11
8566.95616	51	8567.92348	- 3

^a In km s⁻¹.

TABLE 6

ORBITAL PARAMETERS OF TZ PER

	γ (km s ⁻¹)	K_{em} (km s ⁻¹)	HJD _⊙ (2448545+)	P_{orb} (days)	σ
H β (this paper)	-20.88 ± 4.02	107.03 ± 5.34	0.199 ± 0.002	0.26424 ± 0.00001	26.4
H β (all data)	$[-1.7] \pm 2.47$	107.57 ± 3.49	0.31287 ± 0.00005	0.2629062 ± 0.0000008	24.4

gave best results for a = 7 A. and a width of 6 A. The separation of the fitted two Gaussians was best set around 3 A. The results are shown in Table 5. Our data was tested first alone, with the results shown in Table 6.

The data was then combined with that of Ringwald (1995) to improve the time baseline. As in the case of KT Per, this was done after adjusting all observations to a common $\gamma = 0$ velocity. The results are given also in Table 6 and Figure 4. The best orbital period, obtained with the combined data is 0.262906210.0000008 days. This value is larger than that reported by Ringwald (1995): 0.2605 ± 0.0004 days. Although we have combined quiescence and outburst observations, our own observations alone yield a larger period. The semi-amplitude of the radial velocity curve is, within the errors, compatible with that obtained by Ringwald (1995).

REFERENCES

- Bruch, A.; Schipke, T. 1992, AA&AS, 93, 419
Echevarria, J. 1983 D. Phil. Thesis, University of Sussex
Gaposschkin, S. 1939, HA, 108, No. 1
Lochel, K 1965, MVS 3, H.3, 107
Ratering, C.; Bruch, A. & Diaz, M. 1993, A&A, 268, 694
Romano, G. 1962, MmSAIt No. 123 (Pavoda Publ.), 33, f.1
Ringwald, F. A. 1995 MNRAS. 274, 127
Schnider, D. P.; Young, P. 1980 Apj, 238, 946

Shafter, A. W. 1983, ApJ, 267, 222
Sherrington, M. R.; Jameson, R. F. 1983, MNRAS, 205, 265
Szkody, P.; Mattei, J. A. 1984 PASP...96..988
Thorstensen, J. R.; Ringwald, F. A. 1997 PASP..109..483
Warner, B. 1995, Cataclysmic Variable Star (Cambridge: Cambridge University Press.)